

1904.

MICHIGAN STATE NORMAL  
COLLEGE.

N. 15.

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

P. A. C. GRAY, L. W. GILBERT, J. C. POSENDORFF, G. UND R. WIEDERMAN.

VIERTE FOLGE.

BAND 15. HEFT 5.

DIE GANZE ZEITUNG IST, NACH 1. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,  
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN 'PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

DIE HERAUSGABE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.



LEIPZIG, 1904.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIIUS BARTH.

ROSENPLATZ 17.

Bestellungen auf die "Annalen" werden von allen Buchhandlungen, von den  
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in  
16 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 46 M.

(Ausgegeben am 22. December 1904.)

# Inhalt.

	Seite
1. John Koch. Einige Untersuchungen über den elektrischen Funken, besonders über die physikalischen Bedingungen für sein Erlöschen . . . . .	966
2. Ernst Wagner. Metallmanometer als Hochdruckpräzisionsmesser, geprüft mit dem Amagatschen Manometer . . . . .	968
3. John James. Die Abraham-Lemoinesche Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle und ihre Anwendung zur Bestimmung der Richtung und Geschwindigkeit der Entladung in Entladungsröhren . . . . .	974
4. Richard Heilbrun. Über den sogenannten Halleffekt in Elektrolyten . . . . .	980
5. Eduard Riecke. Über Evakuierung Geisslerischer Röhren durch den elektrischen Strom . . . . .	1000
6. E. Take. Über etwaige Korrekturen an der von Richards und Kriger-Menzel ausgeführten Gravitationsbestimmung . . . . .	1010
7. Heinrich Wommelsdorf. Über den Scheibenabstand der Influenzmaschinen (schädliche Ladungen, Ozongebläse) . . . . .	1010
8. Friedrich Wolfgang Adler. Über einen Kontrollapparat für Thermolemente . . . . .	1020
9. Friedrich Wolfgang Adler. Über einen Disjunktork für hohe Potentiale . . . . .	1023
10. G. van der Mensbrugghe. Über Ausbreitung und Extensionskraft . . . . .	1043
11. S. Scharbe. Über die Bestimmung der Kurve fest-flüssiger binärer Gemische durch kalorimetrische Messungen . . . . .	1046
12. F. Giesel. Bemerkung zu der Arbeit von K. A. Hofmann, L. Gonder und V. Wöfl: „Über induzierte Radioaktivität“ . . . . .	1048
13. Josef Pollak. Notiz einen Quecksilberdestillierapparat betreffend . . . . .	1049
Namenregister zu Jahrgang 1904 . . . . .	1051
Namenregister zur Festschrift für Ludwig Boltzmann . . . . .	1059

Manuskripte sind an den Herausgeber, Professor Dr. P. Drude, zu senden. Seine Adresse ist Glessen, Nahrungsberg 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einsuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.







# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 15.

## 1. Einige Untersuchungen

*über den elektrischen Funken, besonders über die physikalischen Bedingungen für sein Erlöschen; von John Koch.*

### Einleitung.

Entladet man einen Kondensator durch eine Funkenstrecke, so findet man, daß diese Entladung im allgemeinen nicht vollständig ist. Die Ursache hierfür ist teils die, daß die Polarisierung des Dielektrikums zwischen den Kondensatorbelegungen während der Entladungszeit nicht zur Aufhebung gelangt, teils auch die, daß die Entladung aufhört, bevor die disponible Ladung im Kondensator völlig erschöpft ist. Die übrig gebliebene Ladung, die in der dielektrischen Polarisierung ihren Grund hat, pflegt man residuelle Ladung oder wieder auftretenden Rückstand zu nennen; im folgenden nennen wir sie ganz kurz *Rückstand*. Die Ladung dagegen, die infolge des Erlöschens des Funkens im Kondensator übrig bleibt und die also einen Rest der ursprünglichen disponiblen Ladung ausmacht, können wir *Restladung*<sup>1)</sup> nennen. Sie ist es, die hier den Gegenstand näherer Untersuchung bilden soll.

Bereits 1787 von van Marum<sup>2)</sup> nachgewiesen, ist die Restladung zum Gegenstand von Untersuchungen gemacht worden von Riess<sup>3)</sup>, Rijke<sup>4)</sup>, Gaugain<sup>5)</sup>, Feddersen<sup>6)</sup>, v. Oettingen<sup>7)</sup>,

1) Hier erscheint mir diese Benennung geeigneter als die bisweilen verwendete „Entladerückstand“.

2) van Marum, *Eerste Vervolg etc.* Haarlem 1787. p. 9.

3) P. Riess, *Reibungselektrizität II*, 1853. §§ 576, 631, 636, 646.

4) P. Rijke, *Pogg. Ann.* 113. p. 327. 1861.

5) J. M. Gaugain, *Ann. de Chim. et Phys.* (4) 8. p. 103. 1866.

6) W. Feddersen, *Pogg. Ann.* 103. p. 80. 1858.

7) A. J. v. Oettingen, *Pogg. Ann.* 115. p. 513. 1862; *Wied. Ann.* 2. p. 305. 1877.

Busch<sup>1)</sup>, Freyberg<sup>2)</sup>, Heydweiller<sup>3)</sup>. In vielen Fällen sind die quantitativen Messungen unsicher, weil auf den Rückstand nicht genügende Rücksicht genommen wurde. Folgendes dürfte jedoch als nachgewiesen anzusehen sein:

bei kontinuierlicher Entladung hat die Restladung dasselbe Vorzeichen wie die ursprüngliche, bei oszillatorischer kann sie aber auch das entgegengesetzte haben;

bei kontinuierlicher Entladung wächst die Restladung mit der Funkenlänge und mit dem Widerstande im Schließungsbogen.

Der erste Versuch, eine Beziehung zwischen diesen Größen aufzustellen, wurde von Heydweiller gemacht. Er untersuchte die Restladung bei Widerständen, die bedeutend größer waren als der Feddersensche Grenzwiderstand, so daß also oszillierende Entladungen ausgeschlossen waren. Ebenso vermied er durch geeignete Anordnung den Rückstand im Kondensator. Bezeichnen wir die Restladung mit  $q_1$ , den Widerstand im Schließungsbogen mit  $r$ , und schließlich die Kondensatorkapazität mit  $C$ , so wäre für eine bestimmte Funkenlänge und für Widerstände im Intervall 0,60—13 Megohm

$$\frac{q_1^2}{4 C^2 r} = \text{konst.}$$

Außerdem fand er durch Messungen über die totale Energieentwicklung ( $f$ ) im Funken und Berechnungen über die Entladungszeit ( $t_1$ ), daß diese Konstante nahezu identisch wäre mit der Arbeit pro Zeiteinheit im Funken ( $= f/t_1$ ).

Verschiedene Versuche liegen vor, die Entstehung der Restladung zu erklären. Man hat angenommen, daß nur während der Entladung eine Funkenstrecke für Elektrizität leitend ist. Wenn die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden unter einen gewissen Wert gesunken ist, erlischt der Funke, und dieser Wert soll eben die Elektrodenspannung sein, die notwendig ist, um die durch die Entladung selbst präparierte Funkenstrecke zu durchschlagen. Nach einer anderen Annahme soll die Entladung aufhören, wenn die vom Strom erzeugte Energieentwicklung im Funken geringer wird als sein Wärmeverlust durch Leitung, Strahlung und Konvektion.

1) A. Busch, Wied. Ann. 59. p. 595. 1896.

2) J. Freyberg, Wied. Ann. 38. p. 231. 1889.

3) A. Heydweiller, Wied. Ann. 43. p. 310. 1891.

Die Edlundsche Hypothese dagegen, nach welcherim Funken eine elektromotorische Gegenkraft, analog der Polarisation bei den Elektrolyten, vorhanden wäre, kann ja nicht erklären, weshalb die Restladung mit dem Leitungswiderstande wächst.

Es ist indessen die Frage aufgestellt worden, ob nicht möglicherweise das Erlöschen des elektrischen Funkens auf dieselbe Weise sich erklären läßt wie das des Lichtbogens, also rein elektrodynamisch. Es hat sich nämlich gezeigt, daß das Erlöschen des Lichtbogens *nicht nur* von den Verhältnissen in demselben abhängt, sondern zugleich von äußeren Umständen in der Leitung. Kaufmann<sup>1)</sup> hat gezeigt, daß der Zustand in einer von einem elektrischen Strom  $J$  durchflossenen Gasstrecke *stabil* oder *labil* ist, je nachdem

$$W + \frac{\partial V}{\partial J} \geq 0,$$

wenn  $V$  die Elektrodenspannung und  $W$  den Widerstand in der äußeren Leitung bezeichnet; das unter der Annahme, daß die treibende elektromotorische Kraft ( $E$ ) oder der Widerstand in der Leitung variiert, die übrigen Größen aber als konstant oder als eindeutige Funktionen der Stromstärke betrachtet werden. Auf den elektrischen Lichtbogen angewendet, bedeutet dies, daß der Bogen zu existieren aufhört<sup>2)</sup>, sobald bei einer Variation der unabhängigen Stromvariablen ( $E$  oder  $W$ )

$$W + \frac{\partial V}{\partial J} = 0.$$

Granqvist<sup>3)</sup> hat die Bedingung für die Existenz des Lichtbogens bei variabler Bogenlänge und variabler elektromotorischer Kraft untersucht und eine Relation zwischen der Stromstärke ( $J$ ), der elektromotorischen Kraft ( $E$ ) und dem *scheinbaren* Widerstande ( $R = V/J$ ) im Bogen aufgestellt. Er fand, daß der Zustand im Lichtbogen *stabil* oder *labil* war, je nachdem der Ausdruck  $E + J^2(\partial R / \partial J)$  *positiv* oder *negativ* war. Also wenn

$$E + J^2 \frac{\partial R}{\partial J} = 0,$$

hört der Lichtbogen zu existieren auf.

1) W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2. p. 158. 1900.

2) Ist die äußere elektromotorische Kraft hinreichend groß, geht der Lichtbogen in einen Glimmstrom über.

3) G. Granqvist, Nova Acta Reg. Soc. Sc. Upsala Ser. III. 1903. p. 20

Obwohl nur für den Lichtbogen quantitativ verifiziert, müssen diese Formeln auch für den Glimmstrom (bei Atmosphärendruck) gelten, da ja die Beziehung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung bei konstanter Bogenlänge dort durch eine Kurve<sup>1)</sup> repräsentiert wird, die der bei dem gewöhnlichen Lichtbogen geltenden analog ist.

Da man nun in einem elektrischen Funken die eine oder beide der genannten stationären Entladungsformen wiederfindet, so besteht ja eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Erlöschen des Funkens auf dieselbe Weise erklärt werden kann wie das des Lichtbogens. Wir beschränken uns hier auf den Fall, wo der Zustand als quasistationär betrachtet werden kann. Das Restpotential ( $V_r$ ) in einem Kondensator, das also die elektromotorische Kraft sein sollte, bei welcher unter den vorhandenen Umständen der Glimmstrom bez. der Lichtbogen erloschen ist, wäre also durch die Gleichung bestimmt

$$V_r = -J^2 \frac{\partial R}{\partial J} = V - J \frac{\partial V}{\partial J},$$

wobei für den Fall, daß Selbstinduktion ( $L$ ) vorhanden ist, wir der rechten Seite  $+L(dJ/dt)$  hinzuzufügen haben, weil die äußere elektromotorische Kraft in solchem Fall nicht  $E$ , sondern  $E - L(dJ/dt)$  ist. Man darf natürlich nicht a priori erwarten, daß bei einer so schnellen Variation der Stromvariablen diese während der Entladung genau derselben Charakteristik folgen werden wie bei einer langsamen Änderung, d. h. daß  $\partial V/\partial J$  bez.  $\partial R/\partial J$  gleich sein werden für schnelle und langsame Änderungen unter sonst gleichen Verhältnissen.

Bei der Untersuchung oszillierender Entladungen zwischen Metallelektroden mit Hilfe der Braunschen Röhre fand Granqvist<sup>2)</sup> eine qualitative Bestätigung hierfür insofern, als die Stromkurve für den elektrischen Funken in diesem Fall wenigstens qualitativ dieselben Eigenschaften zeigte wie die Stromkurve beim Wechselstromlichtbogen.

Für quantitative Messungen scheinen sich die Verhält-

1) Eine solche Kurve pflegt man *Charakteristik* oder *V, J-Kurve* zu nennen.

2) G. Granqvist, l. c. p. 55.



nisse besonders einfach bei kontinuierlicher Entladung zu gestalten, besonders wenn wir geeignete (nicht zu große) Widerstände im Schließungsbogen so wählen, daß nur der Glimmstrom aufzutreten vermag. Im folgenden werden wir dadurch, daß wir bei verschiedenen Widerständen die Restpotentiale nach kontinuierlicher Entladung bestimmen, auch einen quantitativen Beweis für die Gültigkeit der Kaufmann-Granqvist'schen Bedingung bei dem elektrischen Funken zu liefern versuchen.

### I. Untersuchung des Restpotentiales.

Bei einer Untersuchung der Restladung in einem Kondensator kann man zwei verschiedene Methoden befolgen. Man kann eine bestimmte Funkenlänge wählen und dann mit Hilfe einer Elektrisiermaschine langsam die Spannung im Kondensator erhöhen, bis eine Entladung stattfindet, worauf man unmittelbar die Verbindung mit der Maschine unterbricht und das jetzt vorhandene Potential im Kondensator bestimmt. Oder auch kann man von einer bestimmten Spannung ausgehen, vorsichtig den Abstand zwischen den Elektroden der Funkenstelle verringern, bis Entladung eintritt, um dann wie vorher die Spannung im Kondensator zu messen. Ich habe durch orientierende Untersuchungen die beiden Methoden geprüft. Man sieht indessen sofort, daß beide an einseitig wirkenden Fehlerquellen leiden. Bei der ersteren Methode wird Elektrizität dem Kondensator zugeführt sowohl während der Funke andauert als auch während einer wenn auch unbedeutenden Zeit nach dem Aufhören der Entladung, und ist die Kapazität des Kondensators nicht relativ groß, so kann dies eine bedeutende Vermehrung des zu messenden Potentiales mit sich führen. Außerdem findet sich in der Maschine eine bedeutende Rückstandsbildung, und da immer eine kleine Zeit verstreicht, ehe die Maschine ausgeschaltet werden kann, kommt hierdurch noch eine weitere Vermehrung hinzu. Korrekturen hierfür anzubringen würde beschwerlich und höchst unsicher sein. Bei der anderen Methode wird wieder die zu messende Funkenlänge immer etwas zu klein. Sorgt man indessen für eine gute Isolierung des geladenen Systems, so braucht man nur *langsam* die Elektroden einander zu nähern und kann

daher in demselben Augenblick damit aufhören, wo der Funke einsetzt. Ich habe daher bei meiner Untersuchung diese letztere Methode befolgt.

### 1. Versuchsanordnung.

Ein schematisches Bild der Versuchsanordnung gibt Fig. 1. In derselben bedeutet  $C$  einen Luftkondensator, zusammengesetzt aus 21 Stück planen, verzinnnten Eisenplatten (Länge: 71,5 cm, Breite: 51 cm, Dicke: 0,04 cm); der eine Pol desselben steht in metallischer Verbindung mit der festen Kugel im Funkenmikrometer  $G$ , der andere Pol ist durch die Leitung  $J_1$  zur Erde abgeleitet.  $K$  ist ein Lord Kelvinsches Voltmeter mit vertikaler Nadel; die festen Sektoren sind mit der Kondensatorleitung verbunden, die Nadel und die Schutzhülle stehen mit der Erde in leitender Verbindung.  $H$  bedeutet

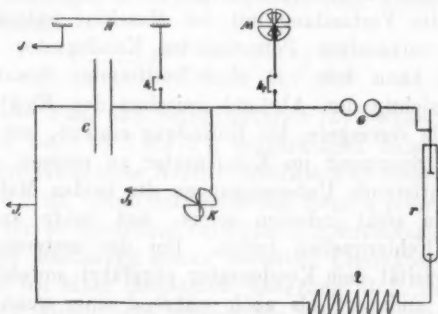


Fig. 1.

eine Holtzsche Influenzmaschine; ihr negativer Pol ist zur Erde abgeleitet, ihr positiver dagegen kann durch den Kontakt  $k_1$  mit dem isolierten Pol des Kondensators in Verbindung gesetzt werden.  $M$  ist ein Mascartsches Quadrantelektrometer; das eine Quadrantenpaar und die Schutzhülle sind zur Erde abgeleitet, das andere Quadrantenpaar wird mittels eines Kalomelements (elektromotorische Kraft = 1,085 Volt) geladen. Durch den Kontakt  $k_2$  wird die Leitung zur Nadel geschlossen. Außerdem haben wir in der Kondensatorleitung einen variablen Flüssigkeitswiderstand  $r$  und eine Selbstinduktion  $L$ .

Die Kapazität des Kondensators wurde nach Siemens' Methode bestimmt und gleich  $3,30 \cdot 10^{-9}$  Farad (inklusive der Kapazität des Voltmeters  $K$ ) befunden.

Das Funkenmikrometer von Gambey-Paris war mit horizontaler Funkenstrecke versehen; durch Nonius und Lupe konnten die Einstellungen auf 0,01 mm abgelesen und auf 0,005 mm geschätzt werden.

Der Widerstand  $r$ , der aus einer verdünnten wässerigen Lösung von Jodkadmium<sup>1)</sup> mit Platinblechen als Elektroden bestand, wurde unmittelbar nach jeder Beobachtungsreihe auf gewöhnliche Weise in der Wheatstoneschen Brücke unter Beobachtung der nötigen Vorsichtsmaßregeln bestimmt.<sup>2)</sup>

Die Selbstinduktion  $\mathcal{L}$ , die aus einem auf Glasröhren aufgewickelten, gut isolierten Kupferdraht bestand, wurde durch Vergleich mit einem Max Wienschen Selbstinduktionselaton auf  $1,05 \cdot 10^{-3}$  Henry bestimmt. Der Induktionskoeffizient für die Leitung wurde approximativ auf  $0,015 \cdot 10^{-3}$  Henry berechnet.

Das Voltmeter  $K$  wurde bloß zu einer ungefähren Bestimmung des Funkenpotentials angewendet, weshalb die Richtigkeit seiner Angaben nicht näher kontrolliert wurde. Bestimmungen des Restpotentials geschahen mittels des Quadrantenelektrometers. Dieses wurde daher sorgfältig mit Hilfe einer Hochspannungsbatterie und eines dynamischen Präzisionsvoltmeters (von der *Allg. Elektr.-Gesellschaft*-Berlin) kalibriert. Die Ausschläge wurden auf gewöhnliche Weise mittels Spiegel und Skala abgelesen. Die Genauigkeit der Angaben des Elektrometers dürfte bei den kleineren Ausschlägen (bis zu ca. 700 Volt Spannung an der Nadel) ungefähr 0,5 Proz. betragen; bei den höchsten vorkommenden Ausschlägen (900 bis 1000 Volt Spannung entsprechend) ist sie etwas geringer (ca. 1,5 Proz.), weil bei diesen großen Ausschlägen das Elektrometer nur eben noch brauchbar war.

1) In vielen Fällen wurde verdünnte Zinksulfatlösung mit gut amalgamierten Zinkelektroden angewendet.

2) Vgl. F. Kohlrausch u. L. Holborn, *Leitvermögen d. Elektrolyte* p. 59. 1898.

## 2. Beobachtungen.

a) Die Beobachtungsmethode ist bereits auf p. 869 angedeutet worden. Nachdem die Kugeln am Funkenmikrometer mit feinem Schmirgelpapier sorgfältig geputzt und justiert waren, so daß die Verbindungslinie zwischen ihren Zentren mit der Richtung zusammenfiel, in welcher die bewegliche Kugel durch die Mikrometerschraube verschoben wurde, wurde die Einstellung ( $\delta_0$ ) auf der Mikrometerskala bestimmt, bei welcher sich die Kugeln eben in Kontakt miteinander befanden. Das Eintreten oder Aufhören des Kontaktes wurde in der Weise beobachtet, daß die Kugeln zu dem Zweck in die Leitung eines galvanischen Elementes und eines Telephons eingeschaltet wurden. Nachdem die Kugeln dann hinreichend weit voneinander verschoben waren, wurde der Kondensator geladen, bis das Voltmeter  $K$  eine etwas höhere als die gewünschte Anfangsspannung zeigte, worauf die Verbindung mit der Elektrisiermaschine unterbrochen wurde. Die Kugeln wurden nun wieder äußerst langsam einander entgegengeschraubt, bis ein Funke zwischen ihnen überschlug. In demselben Augenblick wurde das Voltmeter  $K$  abgelesen (Ables. =  $V_0$ ), worauf der Kontakt  $k_2$  zur Nadel im Quadrantelektrometer geschlossen wurde. Da das Elektrometer ca. 40 Sek. brauchte, um in Ruhe zu kommen, so daß die Ablesung des konstanten Ausschlages geschehen konnte, so sinkt während dieser Zeit wegen mangelhafter Isolierung das Potential des Systems etwas. Ein für allemal eine Korrektur hierfür anzubringen, ist unmöglich, da der Isolationswiderstand in den verschiedenen Fällen verschieden ist. Das Quadrantelektrometer ist daher Ende der ersten und zweiten Minute nach Auftreten des Funkens abgelesen worden; wenn  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  die bez. Ausschläge bezeichnen, so würde, wenn die Isolierung vollständig, der Ausschlag gewesen sein

$$\alpha = \alpha_1 + (\alpha_1 - \alpha_2).$$

Diese approximative Berechnung setzt voraus, daß die Differenz  $\alpha_1 - \alpha_2$  im Verhältnisse zu  $\alpha_1$  klein ist; im allgemeinen hat dieser Spannungsverlust nicht mehr als 2 Proz. pro Minute betragen. Der Kalibrierungskurve des Elektro-

meters ist dann die  $\alpha$  Skalenteilen Ausschlag entsprechende Spannung ( $V_r'$ ) entnommen worden.

Zwischen jeder Bestimmung war die Elektrometernadel zur Erde abgeleitet.

Wird nun die Lage ( $\delta$ ) der beweglichen Kugel an der Mikrometerskala abgelesen, so ist offenbar die vorhandene Funkenlänge  $\lambda = \delta - \delta_0$ . Wie erwähnt, wird nach dieser Beobachtungsmethode  $\lambda$  immer mehr oder weniger zu klein; bei den definitiven Bestimmungen dürfte jedoch der genannte Fehler nicht 0,01 mm übersteigen. Bekanntlich tritt Funkenentladung, auch wenn die erforderliche Potentialdifferenz zwischen den Elektroden vorhanden ist, meist erst nach Verlauf einer Zeit ein, die von einem Bruchteil einer Sekunde bis zu mehreren Minuten variiert. Infolge dieser *Verzögerung* des Funkens müßten wir hier für dieselbe Funkenlänge verschiedene Anfangsspannungen erhalten. Aus mehreren Gesichtspunkten empfahl es sich, die Verzögerung aufzuheben, weshalb die Funkenstrecke, wo nicht anders ausdrücklich bemerkt, ständig mit Radiumstrahlen belichtet wurde.

b) Der Wert  $V_r'$ , den wir nach der eben angegebenen Methode erhalten, stellt nicht exakt die gesuchte Restspannung im Kondensator dar, sondern muß teils für Kapazitätsänderungen bei dem geladenen System, teils auch für den Rückstand im Kondensator korrigiert werden.

Wir bemerken nämlich, daß der Zeiger in dem Kelvin'schen Voltmeter verschiedene Lagen einnimmt, wenn die Entladung vor sich geht, und wenn das Restpotential gemessen werden soll; im letzteren Fall ist die Kapazität des Voltmeters geringer, was eine entsprechende Vermehrung des Potentials mit sich führt. Die Korrektur ist ziemlich unbedeutend, weil die Kapazität des Voltmeters gering ist im Verhältnis zu der des Kondensators.

Nachdem die Entladung aufgehört, wurde die Verbindung mit dem Quadrantelektrometer hergestellt, um das Restpotential zu messen. Kann seine Kapazität im Verhältnis zu der des Kondensators nicht vernachlässigt werden, so wird die von dem Elektrometer angegebene Spannung zu klein. Bei mir betrug die Kapazität des Elektrometers etwa 4 Proz. von

der des ganzen Kondensators, weshalb eine Korrektion angebracht werden mußte.

Endlich war der Kondensator wegen der Isolierung der Platten nicht vollständig frei von Rückstand; derselbe betrug jedoch nur ungefähr 1 Proz. der ursprünglichen disponiblen Ladung. Bei der Bestimmung und Anbringung der Korrektion hierfür wurde sowohl auf die Art und Weise Rücksicht genommen, wie der Elektrizitätsverlust infolge mangelhafter Isolierung (p. 872) korrigiert worden war, als auch darauf, daß bei den eigentlichen Bestimmungen die disponible Ladung nicht vollständig verschwindet.<sup>1)</sup>

c) Am geeignetsten wäre es gewesen, die Beobachtungen so zu ordnen, daß für eine gegebene Funkenlänge die Restpotentiale bei verschiedenen Widerständen im Schließungsbogen bestimmt worden wären. Bei der hier angewandten Beobachtungsmethode wäre dies aber mit großen Schwierigkeiten verbunden gewesen. Ich habe daher vorgezogen, für einen gegebenen Widerstand die Restpotentiale bei verschiedenen Schlagweiten zu bestimmen, ohne darauf zu sehen, daß diese innerhalb der verschiedenen Beobachtungsreihen dieselben bleiben, und dann durch Interpolation die Restpotentiale für einige ausgewählte Funkenlängen zu berechnen. Ferner sind die Beobachtungen in den meisten Fällen so geordnet worden, daß die Restpotentiale bei zunehmenden Schlagweiten bestimmt wurden mit einigen Kontrollbestimmungen für geringere Funkenlängen am Schlusse jeder Beobachtungsreihe.

Als ein Beispiel teile ich in Tab. 1 einen vollständigen Auszug aus dem Beobachtungsprotokoll mit. In der ersten Kolumne steht die Anfangsspannung  $V_0$  in Volt (nominell), in der zweiten Kolumne der Nullpunkt beim Quadrantelektrometer, in der dritten und vierten Kolumne die Ablesungen am Elektrometer nach 1 bez. 2 Min., und in der siebenten Kolumne der korrigierte Wert für das Restpotential; im übrigen sind die Bezeichnungen dieselben wie sie oben gebraucht worden (p. 872—873).

1) Betreffs der Art, wie diese Korrekturen bestimmt und angebracht worden, muß ich auf die ausführlichere Darstellung in meiner Inaug.-Dissertation (Upsala 1904) verweisen.



Tabelle 1. Eisen (1).

$r = 15400 \text{ Ohm}$ ,  $C = 3,30 \cdot 10^{-9} \text{ Farad}$ ,  $L = 1,07 \cdot 10^{-3} \text{ Henry}$ .

Temp. =  $17,2^\circ$ , Barom. = 757 mm,  $\delta_0 = 5,775 \text{ mm}$ .

$V_0$ Volt	Null- punkt	Abl. 1 <sup>m</sup>	Abl. 2 <sup>m</sup>	$\alpha$ Skt.	$V_r'$ Volt	$V_r$ Volt	$\delta$ mm	$\lambda$ mm
(1250)	399,4	510,3	508,5	112,7	389	395	5,93	0,155
2000	399,7	528,5	526,7	130,6	448	448	6,075	0,30
3080	"	549,3	547,1	151,8	516	508	6,31	0,535
4080	"	573,4	571,2	175,9	590	575	6,57	0,795
5030	"	600,0	597,8	202,5	666	644	6,83	1,055
6020	"	617,2	614,9	219,8	714	683	7,12	1,345
6950	"	638,0	635,7	240,6	769	730	7,40	1,625
7900	"	659,7	657,1	262,6	822	775	7,68	1,905
7850	"	650,0	647,8	252,5	798	750	7,65	1,875
8000	399,5	666,3	663,7	269,4	837	790	7,70	1,925
3040	399,4	555,8	554,1	158,1	537	530	6,295	0,52
2000	399,3	529,6	528,0	131,9	452	453	6,075	0,30

Mit dieser Versuchsanordnung habe ich keine größeren Funkenlängen untersuchen können als solche von ca. 2 mm, die einer Anfangsspannung von 8000—9000 Volt entsprechen. Bei Spannungen von 10000 Volt und darüber wurden die Spitzentladungen außerordentlich stark, besonders in dem Voltmeter *K*, wodurch bei Ausschalten der Holtzschen Maschine das Potential schnell weit unter den für größere Funkenlängen erforderlichen Wert sank.

Das untersuchte Widerstandsintervall umfaßt 4000 bis 100000 Ohm (ungefähr). Größere Widerstände bieten kein nennenswertes Interesse, solange es sich nicht um einige Megohm handelt, und für dieses Gebiet stehen uns die Messungen Heydweillers zur Verfügung.

Um auch den Einfluß des Elektrodenmetalles auf das Restpotential zu studieren, wurden die Untersuchungen mit Kugeln (von 19,2 mm Durchmesser) aus *Messing*, *Eisen*, *Zink* und *Zinn* (eigentlich verzinnzte Messingkugeln) ausgeführt.

Bei allen diesen Beobachtungen betrug die Kapazität des Kondensators  $3,30 \cdot 10^{-9} \text{ Farad}$ ; ebenso war die Rolle  $\mathcal{Q}$  immer in die Leitung eingeschaltet, so daß die Selbstinduktion

1,07 · 10<sup>-3</sup> Henry betrug. Außerdem wurden bei jeder Beobachtungsreihe Barometerstand und Zimmertemperatur abgelesen.

Was das Resultat aller dieser Messungen betrifft, so kann ich im folgenden dasselbe nur in seiner bearbeiteten Form mitteilen; die direkten Beobachtungen finden sich in meiner Inauguraldissertation.

### 3. Behandlung des Beobachtungsmateriales.

Die Kurve in Fig. 2 stelle die Charakteristik für einen Glimmstrom (oder Lichtbogen) von der Bogenlänge  $\lambda$  dar. Ist die elektromotorische Kraft  $E$ , der Widerstand in der Leitung  $r$ , die Stromstärke  $i$ , und die Spannung zwischen den Elektroden  $V$ , so ist ja

$$r = \frac{E - V}{i}.$$

Wird eine gerade Linie von dem Punkte  $E$  der Ordinatenachse durch den Punkt  $(V, i)$  der Charakteristik gezogen, so

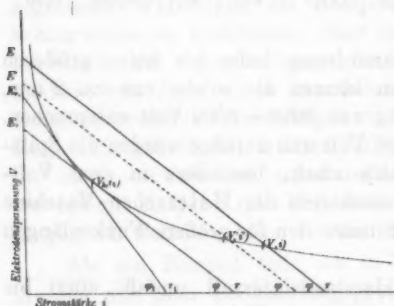


Fig. 2.

bildet sie einen bestimmten Winkel  $\varphi$  mit der Abszissenachse, und es ist klar, daß  $\tan \varphi = r$ . Sobald die Charakteristik und die durch die Größen  $E$  und  $r$  bestimmte sogenannte Widerstandsgerade bekannt sind, ist auch der Punkt  $(V, i)$ , der ja die Verhältnisse im Glimmstrom (Licht-

bogen) repräsentiert, bestimmt.<sup>1)</sup> Wird die elektromotorische Kraft auf  $E'$  vermindert, so ist für denselben Widerstand die

1) Da die Linie  $E, r$  die Charakteristik noch in einem anderen Punkte schneidet, könnten Zweifel darüber entstehen, welcher von diesen Strom und Spannung in dem Glimmstrom (Lichtbogen) wiedergibt. Man sieht indessen sofort, daß nur in dem einen Punkte stabiler Zustand möglich ist, in dem anderen ist ja

$$r + \frac{\partial V}{\partial i} < 0.$$

Stromstärke  $i$ ; die Linie  $E, r$  hat sich nur parallel mit sich selbst verschoben. In beiden Fällen ist  $r + (\partial V / \partial i)$  positiv und der Zustand also stabil. Wird die elektromotorische Kraft noch weiter auf  $E_r$  vermindert, so daß die Linie  $E, r$  die  $V, i$ -Kurve tangiert, so wird ja, wie Kaufmann zuerst gezeigt hat,

$$-\frac{\partial V}{\partial i} = \operatorname{tg} \varphi = r,$$

und labiler Gleichgewichtszustand tritt ein.  $E_r$  ist also die elektromotorische Kraft, bei welcher unter den vorhandenen Umständen der Glimmstrom bez. der Lichtbogen erlischt.

Für einen anderen Widerstand  $r_1$  gibt es einen entsprechenden Wert  $E_r$ , etc.

Wenn wir dagegen die zusammengehörigen Wertepaare von  $E_r$  und  $r$  für eine bestimmte Bogenlänge  $\lambda$ , also die Linien  $E_r, r$  kennen, so ist damit auch die Charakteristik für die Bogenlänge  $\lambda$  bestimmt. Diese muß nämlich die Enveloppe zu den Linien  $E_r, r$  sein.

Den Fall, den wir hier behandelt haben, können wir uns stattfindend denken, wenn ein Kondensator durch eine Funkenstrecke entladen wird. Der Einfachheit wegen nehmen wir an, daß, wie es bei meinen Versuchen der Fall gewesen, die Selbstinduktion klein ist. In dem Augenblicke, wo der Funke sich entzündet, ist die Spannung zwischen den Elektroden  $V_0$ . Die Stromstärke wächst in sehr kurzer Zeit bis zu ihrem Maximum an, wobei die Elektrodenspannung auf den Wert  $V$  heruntergeht. Die äußere elektromotorische Kraft, die Spannung im Kondensator, ist dann  $E$ , etwas geringer als  $V_0$ ; ist der Widerstand im Schließungsbogen  $r$ , so befinden wir uns also in dem Punkte  $(V, i)$  in Fig. 2. Durch die Entladung sinkt das Potential des Kondensators; Strom und Spannung im Funken nehmen nach einer bestimmten Kurve ab bez. zu, bis wir zu einem *kritischen Punkt*  $(V_r, i_r)$  kommen, wo labiler Gleichgewichtszustand eintritt und die Entladung aufhört. Die Spannung im Kondensator ist in diesem Augenblicke  $V_r$ , entsprechend  $E_r$  in Fig. 2.

Meine direkten Beobachtungen sind in 70 — der Tab. 1 analogen — Tabellen zusammengestellt und in sechs Gruppen geordnet: Messing (1), Zinn, Messing (2), Zink, Eisen (1) und

Eisen (2). In jeder Gruppe sind die Tabellen graphisch dargestellt; in Fig. 3 sind als Beispiel einige<sup>1)</sup> der Tabellengruppe Eisen (1) angehörige Kurven wiedergegeben. Als Abszissen sind die Funkenlängen in Millimetern aufgetragen und als Ordinaten die Restpotentiale in Volt; jede Kurve repräsentiert

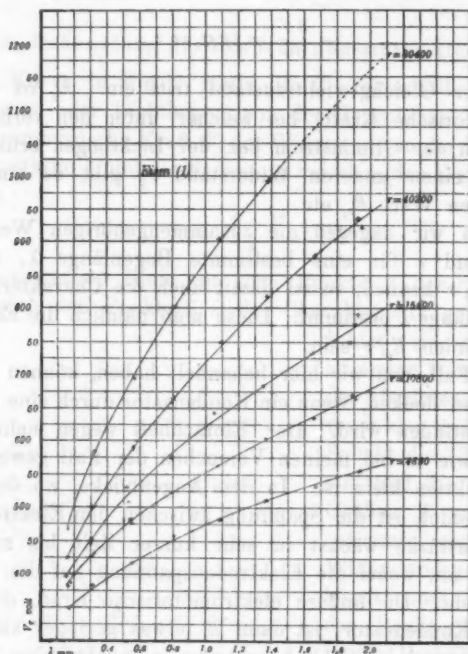


Fig. 3.

also die Variation des Restpotentials mit der Funkenlänge für einen bestimmten konstanten Widerstand in der Leitung.

Wird dieses Kurvensystem mit einer geraden Linie, die parallel mit der Ordinatenachse durch den Punkt  $\lambda_1$  der Abszissenachse geht, durchschnitten, so geben uns die Schnittpunkte dieser Linie mit den Kurven die Restpotentiale für

1) Um nicht die Figur undeutlich zu machen, sind nur fünf von den acht zur Gruppe gehörigen Kurven aufgenommen worden.

die Widerstände  $r_1, r_2$  etc. für die konstante Funkenlänge  $\lambda_1$ , also die zusammengehörigen Wertepaare, die die Linien  $V_r, r$  in Fig. 2 bestimmen, deren Enveloppe eben die Charakteristik für die Funkenlänge  $\lambda_1$  sein würde. In Tab. 2 habe ich diese Wertepaare  $V_r$  und  $r$ , zu Eisen (1) gehörig, für einige  $\lambda$ -Werte zusammengestellt: 0,20, 0,40, 0,60, 1,00, 1,40 und 2,00 mm.

Tabelle 2.

$\lambda$ mm	Restpotential $V_r$ (Volt)							
	$r_1 =$ 4650	$r_2 =$ 10 800	$r_3 =$ 15 400	$r_4 =$ 20 800	$r_5 =$ 30 500	$r_6 =$ 40 200	$r_7 =$ 57 600	$r_8 =$ 80 400
0,20	356	398	415	421	436	448	476	503
0,40	393	450	483	501	519	533	582	621
0,60	424	489	537	562	585	602	664	712
1,00	475	552	622	661	691	721	812	872
1,40	514	605	693	740	777	821	932	1000
2,00	560	679	788	840	882	946	(1080)	(1160)

Bevor diese Werte,  $V_r$  und  $r$ , für eine bequeme Konstruktion der Enveloppe verwendet werden können, müssen wir sie noch einer Ausgleichung unterziehen. Wir bilden ein

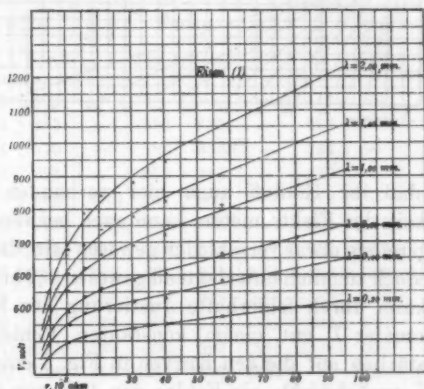


Fig. 4.

neues Diagramm (Fig. 4); die Restpotentiale (in Volt) werden wieder als Ordinaten aufgetragen, als Abszissen aber die Widerstände  $r$  in der Leitung (ausgedrückt in Tausenden von Ohm).

Eine Kurve in Fig. 4 repräsentiert also die Beziehung zwischen Widerstand und Restpotential für eine bestimmte, konstante Funkenlänge. Die sechs Kurven beziehen sich auf Funkenlängen von 0,20 bez. 0,40, 0,60, 1,00, 1,40 und 2,00 mm.

Die Unregelmäßigkeiten bei den eingepunkteten Werten in Fig. 4 können nicht ausschließlich auf zufälligen Beobachtungsfehlern beruhen, sie gehen, wie wir sehen, im allgemeinen in derselben Richtung für ganze Beobachtungsreihen. Die Beschaffenheit der Luft, ihr Druck, ihre Temperatur und Zusammensetzung ist natürlich in den verschiedenen Fällen verschieden gewesen, und da diese Umstände auf das Aussehen der Charakteristik bei dem Glimmstrom Einfluß haben, ist es wohl wahr-

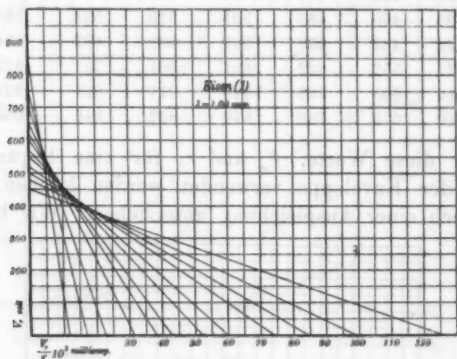


Fig. 5.

scheinlich, daß ihr Einfluß auch hier vorhanden ist. Die Empfindlichkeit des Elektrometers kann auch bei verschiedenen Beobachtungsreihen etwas verschieden gewesen sein; die Schwankungen sind jedoch ziemlich unbedeutend gewesen (0,2 bis 0,5 Proz.). Schließlich kann durch fehlerhafte Justierung der Kugeln am Funkenmikrometer  $\lambda$  mit einem konstanten Fehler behaftet sein, was natürlich auf die den Kurven in Fig. 3 entnommenen Werte für  $V_r$  zurückwirkt; ein Fehler von 0,01 mm bei  $\lambda$  führt einen Fehler von 0,5 bis 1,5 Proz. bei  $V_r$  mit sich, je nach dem Widerstand in der Leitung.

Entnehmen wir dem Diagramm in Fig. 4 hinreichend viele Wertepaare  $V_r, r$ , so werden die Schnittpunkte zwischen



den aufeinander folgenden Linien einander sehr nahe liegen, wodurch es äußerst einfach wird, die Enveloppe zu zeichnen. Dies ist in Fig. 5 für  $\lambda = 1,00$  mm (Eisen 1) ausgeführt. Als Abszissen sind die Größen  $(V_r/r) \cdot 10^3$  aufgetragen, diese haben also die Dimension *Milliampère*; die Ordinaten sind in Volt gerechnet. Die Koordinaten der Charakteristik (= Enveloppe) sind also in Volt und Milliampère ausgedrückt.

Auf dieselbe Weise, wie ich hier ausführlich beschrieben, habe ich das übrige Beobachtungsmaterial behandelt und als Resultat Enveloppen erhalten, die der in Fig. 5 ähnlich sind. Von diesen Kurven, die also die berechneten Charakteristiken für die Funkenlängen 0,20 . . . 2,00 mm repräsentieren, gebe ich hier bloß einen Auszug in Tab. 3—8 (unter der Rubrik Funke); die verschiedenen Tabellen beziehen sich auf verschiedene Funkenlängen.

Tabelle 3.  $\lambda = 0,20$  mm.

Strom- stärke in Milli- ampère	Elektrodenspannung (Volt)									
	Messing			Eisen			Zink		Zinn	Kupfer (Kauf- mann)
	Funke		Glimm- strom	Funke		Glimm- strom	Funke	Glimm- strom	Funke	Glimm- strom
	Ser. 1	Ser. 2		Ser. 1	Ser. 2					
1	395	405	—	—	—	—	413	—	404	406
1,5	383	383	—	393	389	—	393	—	388	391
2	374	370	—	383	375	—	387	—	377	380
2,5	365	361	—	373	365	—	379	—	370	372
3	357	353	(360)	367	357	—	372	—	363	365
4	344	342	(350)	354	344	—	360	(360)	353	356
5	333	325	343	343	334	—	351	(354)	345	350
6	325	331	338	335	328	350	344	348	340	346
8	315	328	330	322	318	342	(332)	341	331	340
10	310	326	326	309	312	337	(322)	337	326	336
12	(307)	(325)	322	300	308	334	(314)	334	323	333
16	(303)	(323)	319	(287)	(303)	(331)	—	331	(321)	330
20	(300)	—	(317)	—	(300)	—	—	330	—	328
Temp.	18,4	14,1	17,5	17,3	14,3	18,4	16,4	16,0	19,6°	—
Barom. mm	747	749	754	752	746	754	755	757	756	—

Tabelle 4.  $\lambda = 0,40$  mm.

Strom- stärke in Milliamp.	Elektrodenspannung (Volt)									
	Messing			Eisen			Zink		Zinn	
	Funke			Funke			Funke	Glimm- strom	Funke	Glimm- strom
	Serie 1	Serie 2	Glimm- strom	Serie 1	Serie 2	Glimm- strom				
2,5	432	430	—	448	448	—	447	—	441	436
8	422	417	—	437	433	—	435	—	432	425
3,5	411	406	—	428	421	—	426	—	424	416
4	403	398	—	419	411	—	419	—	417	409
5	388	384	390	403	395	387	406	387	405	398
6	375	373	380	391	383	380	396	380	395	390
7	365	365	374	380	373	365	387	375	387	382
8	358	358	368	369	363	365	380	371	380	377
9	351	353	364	360	358	358	374	367	373	372
10	347	349	360	352	351	351	368	364	367	368
12	340	344	356	339	341	341	(358)	360	357	363
14	335	341	353	329	333	333	(349)	357	350	360
16	(332)	(340)	351	320	326	—	—	355	344	358
20	(328)	(338)	348	305	317	—	—	352	335	354
Temp.	18,4	14,1	17,5	17,3	14,3	—	16,4	17,4	19,6°	—
Barom. mm	747	749	754	752	746	—	755	760	756	—

Tabelle 5.  $\lambda = 0,60$  mm.

Tabelle 5.  $\lambda = 0,60$  mm.

Elektrodenabspannung (Volt)

Strom- stärke in Milliamp.	Messing		Eisen				Zinn		Kupfer (Kaufmann)
	Funke		Funke		Glimm- strom	Glimm- strom	Funke	Glimm- strom	
	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2					
2,5	493	490	512	523	—	—	515	—	496
3	479	476	497	500	—	—	496	—	478
3,5	467	462	484	482	—	—	481	—	464
4	456	451	474	468	—	—	471	—	454
5	437	432	455	445	427	434	455	438	438
6	421	417	439	429	417	422	443	426	426
7	408	404	425	415	409	414	433	417	418
8	397	394	412	403	403	407	425	410	411
9	388	385	401	393	397	401	417	404	406
10	380	378	392	384	393	397	410	400	401
12	368	368	375	371	386	389	(398)	394	393
14	360	360	361	361	381	383	(388)	389	387
16	(354)	354	351	352	378	379	—	386	383
20	(345)	347	332	338	374	(374)	—	(381)	373
Temp.	18,4	14,1	17,3	14,3	17,2	19,0	16,4	18,0	—
Barom. mm	747	749	752	746	754	754	755	760	—

Tabelle 6.  $\lambda = 1,00$  mm.

Strom- stärke in Milli- amp.	Elektrodenspannung (Volt)											
	Messing				Eisen				Zink			
	Funke		Glimmstrom		Funke		Glimmstrom		Funke	Glimmstrom		
	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2		Serie 1	Serie 2	
3	561	573	—	—	—	622	—	—	615	—	—	598
3,5	565	556	—	—	595	595	—	—	595	—	—	580
4	550	541	—	—	576	572	—	—	577	—	—	567
5	525	517	501	511	548	586	524	526	549	519	(529)	547
6	503	498	482	491	527	509	502	502	527	496	506	530
7	485	482	470	477	508	490	488	487	508	482	491	515
8	469	468	460	467	490	475	478	476	493	472	480	508
9	455	455	452	459	476	462	469	468	480	464	472	491
10	443	444	446	452	462	451	462	461	468	458	465	480
12	422	425	435	441	440	431	430	450	(448)	449	455	462
14	405	410	427	433	432	415	441	441	(432)	442	448	446
16	392	398	421	426	407	402	433	435	(418)	438	442	432
20	371	378	412	416	384	379	422	426	(398)	432	434	410
Temp.	18,4	14,1	18,4	16,0	17,3	14,3	19,0	12,4	16,4	16,0	18,2	19,6°
Barom. mm	747	749	748	753	752	746	754	766	755	753	760	756
												748

Tabelle 7.  $\lambda = 1,40$  mm.

Tabelle 7.  $\lambda = 1,40$  mm.

Strom- stärke in Milliamp.	Elektrodenspannung (Volt)									
	Messing		Eisen		Zink		Zinn		Platin (Kaufmann)	
	Funke		Funke		Funke		Funke		Glimm- strom	
	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2	Serie 1	Serie 2	Glimm- strom	Glimm- strom
3,5	650	644	—	700	—	—	697	—	—	—
4	630	625	680	666	—	—	676	—	665	647
5	597	593	689	622	—	(565)	689	(595)	615	—
6	570	568	607	586	608	564	608	575	589	—
7	548	547	580	557	585	549	585	562	569	499
8	529	529	560	536	565	536	565	551	558	485
9	514	514	541	519	548	525	548	542	540	473
10	500	500	525	506	534	515	534	534	530	464
12	477	478	497	481	513	498	513	521	514	450
14	459	460	475	462	496	486	496	510	502	439
16	443	445	456	446	481	475	481	501	492	431
20	418	419	428	420	(456)	459	(456)	(486)	476	419
25	396	396	400	395	(448)	(445)	(430)	—	(462)	—
Temp.	18,4	14,1	17,3	14,3	16,4	19,4	16,4	18,7	—	—
Barom. mm	747	749	752	746	755	754	755	754	—	748

Tabelle 8.  $\lambda = 2,00$  mm.

Strom- stärke in Milli- ampère	Elektrodenspannung (Volt)							
	Messing		Eisen			Zinn	Kupfer (Kauf- mann)	Platin (Stark)
	Funke	Glimm- strom	Funke		Glimm- strom	Funke	Glimm- strom	Glimm- strom
	Ser. 2		Ser. 1	Ser. 2				
4,5	714	(735)	790	—	—	742	—	—
5	694	706	765	735	—	726	—	—
6	661	670	725	688	—	700	694	—
7	634	645	692	658	(648)	676	666	575
8	611	626	662	625	(627)	656	647	562
9	591	610	635	605	615	638	634	549
10	574	596	615	588	603	621	622	539
12	547	574	582	558	583	591	602	522
14	524	557	558	534	566	567	587	508
16	505	544	529	512	550	547	573	496
20	476	523	489	475	523	516	549	476
25	449	—	450	440	—	483	—	—
Temp.	18,4	18,0	17,3	14,3	19,0	19,6°	—	—
Barom. mm	747		757	752	746	754	756	748

Vorläufig begnügen wir uns damit, die große Ähnlichkeit zu konstatieren, welche diese berechneten Charakteristiken sowohl der Form als der Größenordnung nach mit denen des Glimmstromes (bei atmosphärischem Druck) haben; eine nähere Vergleichung versparen wir bis auf später (p. 895).

Das Elektrodenmetall scheint keinen *größeren* Einfluß auf das Resultat zu haben. Zwar findet sich eine Reihe von Verschiedenheiten; so liegen z. B. die berechneten Charakteristiken für Messing etwas tiefer als für Eisen. Bei einem Vergleich aber mit dem, was die Untersuchungen über den Glimmstrom an die Hand geben, scheint es, daß dies nicht ganz und gar dem Elektrodenmaterial zuzuschreiben ist, sondern vielmehr zum großen Teil darauf beruht, daß die äußeren Umstände, unter denen die Versuche ausgeführt worden, im Durchschnitt etwas verschieden gewesen sind.



Was schließlich die Genauigkeit der Messungen betrifft, so finden wir eine erstaunlich gute Übereinstimmung zwischen den Werten für das Restpotential innerhalb derselben Beobachtungsreihe. Für größere Widerstände betragen die Abweichungen in den meisten Fällen kaum 2 Proz. — sofern nicht die Restpotentiale so groß sind, daß das Quadrantelektrometer sich nur eben noch anwenden ließ —, während in Heydweillers außerordentlich sorgfältig ausgeführten Messungen<sup>1)</sup> Abweichungen von ca. 15 Proz. zwischen einzelnen Beobachtungen innerhalb derselben Reihe vorkommen. Bei den geringsten angewandten<sup>2)</sup> Widerständen (ca. 4000 Ohm) sind die Differenzen etwas größer (ca. 5 Proz.). Hier verhielten sich die Metalle etwas verschieden. Bei Zink waren die Variationen schon groß, wenn die Widerstände in der Leitung ca. 10000 Ohm betrugen; mit geringerem Widerstand war es kaum möglich, ein zuverlässiges Resultat zu erhalten, während Kugeln von Eisen, Messing und Zinn Messungen von der erwähnten Genauigkeit zuließen. Bei großen Widerständen verschwand die Ungleichheit.

#### 4. Die Bedeutung der Selbstinduktion.

Kann die Selbstinduktion in der Leitung nicht vernachlässigt werden, so findet sich außer der Spannung im Kondensator noch eine elektromotorische Kraft in der Leitung, nämlich  $L(di/dt)$ . Während des späteren Teiles des Entladungsverlaufes ist ja  $di/dt$  negativ, weshalb diese elektromotorische Kraft dann strebt, mit der Kondensatorspannung zusammenzuwirken. Angenommen, der Widerstand in der Leitung sei  $r$ , so wird die Entladung aufhören, sobald die totale elektromotorische Kraft den Wert  $V_r$  erreicht hat, welcher ja für induktionsfreie Leitung galt. Bezeichnet  $\mathfrak{B}_r$  das Restpotential des Kondensators für den Fall, daß Selbstinduktion vorhanden ist, so ist

$$V_r = \mathfrak{B}_r + L \left| \frac{di}{dt} \right|.$$

1) A. Heydweiller, l. c. p. 320.

2) Bei noch geringeren Widerständen (ca. 2000 Ohm) wurden die Abweichungen bedeutend größer (für Messingkugeln 10–20 Proz.).

Die Verhältnisse werden näher durch Fig. 6 veranschaulicht. Ist also Selbstinduktion in der Leitung vorhanden, so wird der Kondensator mehr entladen, als wenn solche nicht vorhanden ist. Aus Fig. 6 geht zugleich hervor, daß die Charakteristik nicht auf ganz dieselbe Weise wie in Fig. 5 konstruiert

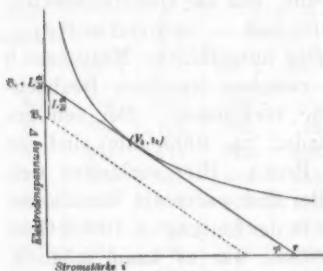


Fig. 6.

werden darf, sobald die Selbstinduktion in der Leitung nicht vernachlässigt werden kann.

Bei kontinuierlichen Entladungen, mit denen wir es im Vorhergehenden ausschließlich zu tun gehabt haben, ist die Quantität  $L(di/dt)$ , die ja eine Funktion nicht nur der Selbstinduktion, sondern auch des Widerstandes und der Kapazität ist, im allgemeinen gegen

Ende des Entladungsverlaufes hin klein. Daß dies bei meinen Bestimmungen der Fall gewesen ist, davon habe ich mich durch einige Kontrollversuche überzeugt. Unmittelbar nacheinander bestimmte ich das Restpotential mit und ohne die Rolle  $\mathcal{Q}$  (Fig. 1) in der Leitung unter sonst gleichen Verhältnissen. In Tab. 9 sind zwei solche Beobachtungsreihen mitgeteilt.

Tabelle 9.  $C = 3,30 \cdot 10^{-9}$  Farad. $r = 8750$  Ohm $r = 10950$  Ohm

Mit $\mathcal{Q}$		Ohne $\mathcal{Q}$	
$V_r$	$\lambda$	$V_r$	$\lambda$
329	0,12	315	0,09
377	0,34	389	0,31
409	0,60	401	0,565
429	0,88	426	0,84

Mit $\mathcal{Q}$		Ohne $\mathcal{Q}$	
$V_r$	$\lambda$	$V_r$	$\lambda$
406	0,30	410	0,295
507	0,79	510	0,78
581	1,355	582	1,34
646	1,88	643	1,90

Die Tabelle zeigt, besonders bei graphischer Wiedergabe, daß bei den vorhergehenden Bestimmungen die Selbstinduktion keinen Einfluß auf das Restpotential gehabt hat. Wiederholte Versuche innerhalb des untersuchten Widerstandsgebietes haben übrigens dieses Resultat bestätigt.

Bei den oszillierenden Entladungen kann dagegen  $L(di/dt)$  neben  $\mathfrak{B}_r$  nicht vernachlässigt werden; dort haben sogar  $V_r$  und  $\mathfrak{B}_r$  verschiedenes Vorzeichen in dem Augenblicke, wo die Entladung aufhört. Dies ist zu beachten, denn auch nach einer oszillierenden Entladung kann ja ein bestimmtes Restpotential gemessen werden; dessen Wert aber darf nicht auf dieselbe Weise behandelt werden, wie ich es mit meinen Bestimmungen bei kontinuierlichen Entladungen getan habe, sondern man muß hier zugleich die Größe  $L(di/dt)$  in dem Augenblick, wo die Entladung aufhörte, kennen.

##### 5. Der Einfluß der Kapazität und des Anfangspotentials auf das Restpotential.

Bevor wir an eine Vergleichung der in einem vorhergehenden Abschnitt berechneten Charakteristiken für den Funken mit den entsprechenden für den Glimmstrom herangehen, wollen wir sehen, in welcher Weise die gefundenen Resultate von den vorhandenen Versuchsumständen abhängen.

Heydweiller fand bei kontinuierlicher Entladung das Restpotential unabhängig von der Kapazität. Dies würde nach dem Vorhergehenden bedeuten, daß in dem vorliegenden Fall keine Phasenverschiebung zwischen Strom und Elektroden-spannung im Funken vorhanden wäre. Eine Verminderung der Kapazität führt ja eine Verkürzung der Entladungszeit mit sich, wodurch Strom und Spannung einer schnelleren Variation mit der Zeit unterworfen werden. Wäre im Funken eine Phasenverschiebung zwischen diesen Größen vorhanden, so müßte diese sich bei einer geringeren Kapazität mehr bemerkbar machen als bei einer größeren. Die Widerstände, mit denen Heydweiller arbeitete, waren indessen sehr groß (0,60—20 Megohm), infolgedessen die Variationen relativ langsam waren. Die Widerstände, die ich angewandt habe, sind im Durchschnitt 100 mal kleiner gewesen, auch die Kapazität ist geringer gewesen, und daher wäre ja bei meinen Versuchen eine solche Phasenverschiebung nicht ausgeschlossen. Um Änderungen in den äußeren Verhältnissen zu eliminieren, habe ich Wechselbestimmungen mit einer größeren und einer kleineren Kapazität der Leitung ausgeführt. In Tab. 10 sind zwei solche Reihen mitgeteilt.

Tabelle 10.  $L = 1,07 \cdot 10^{-8}$  Henry.

$r = 12080 \text{ Ohm}$		$r = 23370 \text{ Ohm}$		Kapazität Farad
$V_r$	$\lambda$	$V_r$	$\lambda$	
375	0,15	479	0,295	$3,30 \cdot 10^{-9}$
428	0,295	608	0,775	
526	0,77	722	1,84	
619	1,32	803	1,86	
621	1,29	812	1,85	$0,73 \cdot 10^{-9}$
525	0,775	714	1,80	
427	0,32	606	0,77	
668	1,67	475	0,295	
618	1,32	—	—	
621	1,33	725	1,815	$3,30 \cdot 10^{-9}$
521	0,775	462	0,295	

Wie wir aus der Tabelle ersehen, erhalten wir dasselbe Restpotential, ob wir die größere oder die kleinere Kapazität benutzt haben. Nur bei noch kleineren Widerständen (4970 Ohm) beginnt für die hier in Betracht kommenden Funkenlängen ein Unterschied sich zu zeigen, indem die kleinere Kapazität ein kleineres Restpotential ergibt als die größere, wie Tab. 11 ausweist. Dies scheint mir zunächst darauf zu beruhen, daß die Entladung beim Übergang von Lichtbogen zu Glimmstrom aufhört. Möglicherweise wirkt dabei auch ein Strömen von Elektrizität durch die erhitzte Gasstrecke während einer kleinen Zeit nach Aufhören des Glimmstromes (Lichtbogens) mit, wofür eine Korrektur nicht hat angebracht werden können — ein Umstand, der offenbar das Restpotential mehr erniedrigen muß bei einer kleineren Kapazität als bei einer größeren und das besonders, je kleiner der Widerstand im Schließungsbogen ist.

Tabelle 11.

 $r = 4970 \text{ Ohm}; L = 0,015 \cdot 10^{-8} \text{ Henry.}$ 

$C = 3,30 \cdot 10^{-9} \text{ Farad}$		$C = 0,73 \cdot 10^{-9} \text{ Farad}$	
$V_r$	$\lambda$	$V_r$	$\lambda$
330	0,085	327	0,115
344	0,115	355	0,33
381	0,33	390	0,59
420	0,59	413	0,87
452	0,87		

Nach dem Vorhergehenden würde das Restpotential in keiner direkten Beziehung zum Anfangspotential stehen, sondern im Gegenteil unabhängig von demselben sein, sofern Schlagweite und Widerstand dieselben sind. Um dieses zu kontrollieren, habe ich die Anfangsspannung zu variieren versucht, indem ich mich der oben erwähnten *Verzögerung* des Funkens bediente; zu diesem Zwecke habe ich Wechselbestimmungen mit von Radiumstrahlen *belichteter* und *unbelichteter* Funkenstrecke ausgeführt. Das Resultat einer solchen Beobachtungsreihe findet sich in Tab. 12; die Werte für  $V_0$  (ber.) und  $V_r$  (ber.) bei belichteter Funkenstrecke sind durch graphische Interpolation zwischen 14 direkten Bestimmungen erhalten. Die Tabelle

Tabelle 12.

$r = 10\,900\text{ Ohm}$ ;  $C = 3,30 \cdot 10^{-9}\text{ Farad}$ ;  $L = 1,07 \cdot 10^{-8}\text{ Henry}$ .

$V_r$ (unbelichtet)	$V_0$ ber. (belichtet)	$V_r$ (unbelichtet)	$V_0$ ber. (belichtet)	$\lambda$
2040	1200	365	357	0,145
3000	3000	442	450	0,54
4040	3900	485	490	0,77
5040	4700	508	520	0,97
6050	5500	552	548	1,21
7100	5900	561	561	1,325
8000	7300	592	601	1,735
7950	7400	613	603	1,755
6050	5700	551	553	1,255
4000	3250	466	461	0,595
2000	1500	376	372	0,20

zeigt uns, daß innerhalb der vorhandenen Grenzen eine Änderung der Anfangsspannung keinen Einfluß auf das Restpotential gehabt hat. Und im allgemeinen scheint mir die Anfangsspannung keinen Einfluß auf das Restpotential zu haben, ausgenommen, wenn wir uns auf der Grenze zwischen Glimmstrom und Lichtbogen befinden, oder in gewissen Fällen, wenn eine Erhöhung der Anfangsspannung uns auf oder über dieses Grenzgebiet hinüberführt. Es ergibt sich ferner, daß der Einfluß der Radiumbelichtung sich darauf beschränkt, die Ver-

zögerung beim Funken aufzuheben — was ja übrigens zu erwarten war.

Aus dem oben Angeführten geht hervor, daß bei meinen Bestimmungen eine Phasenverschiebung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung im Funken im allgemeinen nicht vorhanden gewesen ist. Die *berechneten* Charakteristiken müssen daher — wenn wir von den Teilen absehen, die aus den allerkleinsten Widerständen konstruiert sind — mit den für den stationären Zustand unter gleichen Verhältnissen sonst geltenden zusammenfallen, sofern dieselben Formeln hier anwendbar sind wie beim Lichtbogen. Im großen und ganzen ist dies der Fall, wie wir im folgenden Abschnitt sehen werden.

## II. Vergleich zwischen den Charakteristiken für den Funken (ber.) und für den Glimmstrom bei Atmosphärendruck.

Bei Entladung in atmosphärischer Luft können wir — für stationären Zustand und oberhalb einer gewissen Stromstärke — die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke durch die Kurve in Fig. 7 wiedergeben. Wir

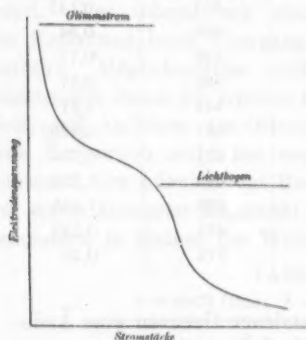


Fig. 7.

haben bereits bemerkt, daß in einem elektrischen Funken diese beiden Entladungsphasen, der Glimmstrom und der Lichtbogen, vorhanden sein können, zugleich aber, daß, wenn der Leitungswiderstand zu groß ist, der Lichtbogen fehlt. Bei meinen Versuchen dürfte dies meistens der Fall gewesen sein, weshalb die im Vorhergehenden aus den Bestimmungen des Restpotentials berechneten Charakteristiken gleich sein müßten

mit den entsprechenden für den Glimmstrom unter denselben atmosphärischen Verhältnissen.

Vor kurzem haben Stark<sup>1)</sup> und Kaufmann<sup>2)</sup>, jeder für sich, den Glimmstrom bei atmosphärischem Druck untersucht.

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. 4. p. 535. 1903.

2) W. Kaufmann, Physik. Zeitschr. 4. p. 578. 1903.

Ihre Resultate sind im großen und ganzen übereinstimmend, in ein paar Hinsichten aber finden sich doch augenfällige Abweichungen. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß die  $V, i$ -Kurven 45—90 Volt, d. h. ca. 13 Proz., höher in Kaufmanns Bestimmungen liegen als in den Starkschen. Die Ursache hierfür muß, zum größten Teil wenigstens, nicht in einer Verschiedenheit des Elektrodenmetalles, wie aus Kaufmanns Untersuchungen hervorgeht, sondern in der verschiedenen Form der Elektroden liegen. Stark wandte nämlich dünne Platin-drähte (0,49 und 0,82 mm im Durchmesser) an, Kaufmann dagegen gröbere Kupferdrähte (Kathode und Anode 3 bez. 1,5 mm im Durchmesser). Bei den dünneren Drähten ist der Temperaturfall längs der Elektrode geringer als bei den gröberen; analog dem, was Granqvist<sup>1)</sup> beim Lichtbogen gezeigt hat, muß daher im ersteren Falle ein geringerer Potentialfall zwischen den Elektroden und der Gasstrecke vorhanden sein als im letzteren.<sup>2)</sup>

Dies hat mich veranlaßt, einige Glimmstromcharakteristiken mit denselben Elektroden (Kugeln von 19,2 mm Durchmesser) zu untersuchen, mit denen ich vorher Bestimmungen über das Restpotential ausgeführt hatte. Die Versuchsanordnung war folgende. Von einer Hochspannungsbatterie von 1200 Zellen wurde der Strom durch einen variierbaren Hittorfschen Jodkadmiumwiderstand zum Funkenmikrometer geleitet, von dort durch ein Galvanometer zurück zur Batterie; dieser Pol war direkt zur Erde abgeleitet. Das Galvanometer, das von d'Arsonvalschem Typus war, war mit einem dicken Kupferdraht nebengeschaltet; 1 Skalenteil Ausschlag entsprach 0,105 Milliamp. in der Hauptleitung. Die positive Elektrode am Funkenmikrometer war außerdem vermittelt eines großen Flüssigkeitswiderstandes (ca. 10 Megohm) mit der Nadel im Quadrantelektrometer verbunden (die Anordnung hier dieselbe wie auf p. 870); der Isolierungsfehler des Elektrometers und des letzterwähnten Widerstandes betrug ca.  $10^7$  Megohm. Diese Bestimmungen wurden mit vertikaler Gasstrecke und mit der wärmeren Kathode oben ausgeführt. Die Kugeln wurden vor

1) G. Granqvist, l. c. p. 11.

2) Vgl. auch J. Stark, l. c. p. 716.



jeder Beobachtungsreihe geputzt, so daß der Bogen längs der kürzesten Verbindungslinie zwischen ihnen gebildet wurde. Der Kontakt zwischen den Elektroden wurde auf dieselbe Weise wie vorher (p. 872) beobachtet. Ich habe die Charakteristiken für die Bogenlängen 0,20, 0,40, 0,60, 1,00, 1,40 und 2,00 mm bei Anwendung von Messing-, Eisen- und Zinkkugeln bestimmt. Die höchste zugängliche Stromstärke war 20 Milliamp., die niedrigste, die zufolge der großen Kapazität des Elektrometers (bei der betreffenden Schaltung) angewendet werden konnte<sup>1)</sup>, war ca. 5 Milliamp. Das Resultat meiner Messungen findet sich in Tab. 3—8 (unter der Rubrik Glimmstrom); die zu jeder Charakteristik gehörigen Werte sind durch Interpolation aus etwa 30 einzelnen Beobachtungen erhalten. Die Maximaldifferenz zwischen einzelnen Bestimmungen der Elektrodenspannung für dieselbe Stromstärke beträgt ca. 3 Proz.; der mittlere Fehler in den mitgeteilten Werten beträgt ca. 0,5 Proz.

In diese Tabellen habe ich auch die von Stark und Kaufmann bestimmten Charakteristiken (die  $V, i$ -Kurven) aufgenommen. Diese finden sich allerdings *nicht* in der Form mitgeteilt, wie ich sie wiedergegeben. Stark hat nämlich die Charakteristiken für die Bogenlängen 1,2 und 1,8 mm bestimmt. Er fand zugleich, daß die Elektrodenspannung bei den von ihm angewandten Stromstärken von ca. 1 mm an *linear* mit den Bogenlängen zunahm; im Anschluß daran habe ich aus seinen zwei Charakteristiken die entsprechenden für 1,00, 1,40 und 2,00 berechnet. Kaufmann wieder hat nur einige  $V, \lambda$ -Kurven für Stromstärken zwischen 0,9—21 Milliamp. veröffentlicht; aus seinen Diagrammen habe ich graphisch die in Tab. 3—8 wiedergegebenen Charakteristiken berechnet. Wie wir sehen, herrscht eine vortreffliche Übereinstimmung zwischen Kaufmanns und meinen Bestimmungen. Wie er, habe auch ich stark wärmeabsorbierende Elektroden verwendet.

Die angewandten Elektrodenmetalle (Messing, Eisen, Zink) scheinen keinen nennenswerten Einfluß auf die Charakteristiken

1) Bei geringerer Stromstärke erlosch der Bogen, oder, wenn die Bogenlänge kleiner war als die Schlagweite der Batterie, wurde die Entladung intermittent. Vgl. W. Kaufmann, Ann. d. Phys. 2. p. 176. 1900; Physik. Zeitschr. 4. p. 579. 1903.



zu haben; der kleine Unterschied, der vorhanden ist, kann sehr wohl auf andere, zuvor erwähnte Ursachen zurückgehen. Bei atmosphärischem Druck sind also die Elektrodengefälle bei den hier angewandten Metallen ungefähr dieselben.

Vergleichen wir die *berechneten* (Funken-) mit den (von mir) *direkt beobachteten* (Glimmstrom-)Charakteristiken, so ist, im großen und ganzen wenigstens, die Übereinstimmung zwischen ihnen vollständig. Doch finden sich ein paar Abweichungen. Für *kleine* Stromstärken liegen nämlich die Charakteristiken für den Funken etwas *höher* als die entsprechenden für den Glimmstrom, während bei den *größeren* Stromstärken das Verhältnis umgekehrt ist; dort liegen die berechneten niedriger als die direkt beobachteten.

Wir haben bereits oben bemerkt, daß, wenn der Temperaturfall längs der Elektrode größer ist, der Potentialfall zwischen dieser und der Gasstrecke auch größer ist. Bei dem Funken ist die totale Energieentwicklung verhältnismäßig unbedeutend, und eine nennenswerte Temperaturerhöhung ist daher bei den von mir verwendeten groben Elektroden nicht aufgetreten. Bei dem Glimmstrom dagegen wurden die Elektroden nicht unbedeutend erwärmt; im allgemeinen zeigten sich auch in einer Beobachtungsreihe die ersten Bestimmungen für die Elektrodenspannung etwas (1—2 Proz.) größer als die gegen Ende der Reihe für dieselbe Stromstärke ausgeführten. Dies kann ja die Abweichung bei den *kleinen* Stromstärken, *nicht* aber bei den *größeren* erklären. Man beachte, daß diese letzterwähnten Teile der *berechneten* Charakteristiken sich auf die Restpotentiale bei den kleinsten Widerständen beziehen.

Für eine gegebene Bogenlänge kann ja die Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke durch die ausgezogene Kurve in Fig. 8 wiedergegeben werden. Wird ein Kondensator durch einen hinreichend kleinen Widerstand  $r$  entladen, so trifft es ein, daß die Linie  $V_0, r$  die Lage hat, wie die Figur zeigt; der Glimmstrom ist unmittelbar von einem Lichtbogen fortgesetzt worden. Sobald während der Entladung die Spannung im Kondensator auf  $E'$  gesunken ist, so daß die Linie  $E', r$  die Lichtbogencharakteristik tangiert, erlischt der Lichtbogen oder geht in einen Glimmstrom über, wenn

dieser, wie es in Fig. 8 der Fall ist, existieren kann.<sup>1)</sup> Strom und Spannung im Funken streben dann, sich von dem Punkte 1 nach Punkt 2 in unserem Diagramm zu verschieben. Teile aber sinkt gleichzeitig die Spannung im Kondensator, teils verschwindet nicht unmittelbar der während der Lichtbogen-

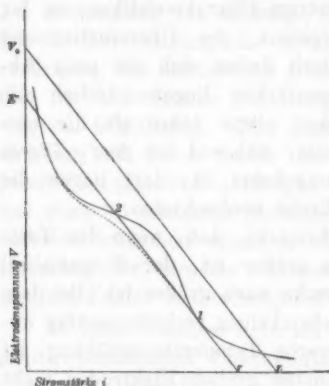


Fig. 8.

phase entwickelte Metaldampf aus der Gasstrecke, weshalb die Stromvariablen im Funken, statt der ausgezogenen Kurve in Fig. 8 zu folgen, sich nun längs der gestrichelten Linie bewegen. Und es ist klar, daß je schneller die Entladung vor sich geht, um so mehr die gestrichelte Kurve von der stationären abweichen und um so später auch sich mit derselben vereinigen muß. Wird der Leitungswiderstand vermehrt, so rücken die Punkte 1 und 2

einander näher, sofern nicht Punkt 1 überhaupt fehlt, in dem Fall nämlich, daß der Lichtbogen nicht entstehen kann; die Entladung geht zugleich langsamer vor sich und die Abweichung zwischen den Kurven wird geringer, eventuell verschwindet. Dies gibt uns eine Erklärung dafür, wie die Charakteristik für den Funken bei größeren Stromstärken *niedriger*, bei *kleinen* Stromstärken dagegen *höher* als die des Glimmstromes liegen kann.

Ein anderer Umstand, der zu dieser Verschiebung der Charakteristik bei größeren Stromstärken beiträgt, ist der, daß vielleicht ein Strömen von Elektrizität durch die erhitzte Gasstrecke stattfindet, auch nachdem der Glimmstrom oder der Lichtbogen selbst zu existieren aufgehört hat. Und es ist klar, daß je größer die Stromstärke in dem Augenblick des Auf-

1) Um nicht die Frage zu komplizieren, habe ich von der Phasenverschiebung abgesehen, die zwischen Strom und Spannung im Lichtbogen vorhanden sein kann. Aus demselben Grunde habe ich auch die Annahme gemacht, daß die Selbstinduktion relativ klein ist.

hörens des Glimmstromes (Lichtbogens) war, um so größer der Spannungsverlust im Kondensator, um so niedriger also das gemessene Restpotential des Kondensators wird, und um so mehr sich auch die berechnete Charakteristik gegen die Abszissenachse verschiebt.

Aus dem oben Angeführten geht hervor, daß innerhalb des untersuchten Gebietes das Erlöschen des elektrischen Funkens sich rein elektrodynamisch erklären läßt und durch dieselbe Bedingung bestimmt ist, die Kaufmann und Granqvist für den Lichtbogen gültig gefunden haben. Und mit aller Wahrscheinlichkeit dürfte sie auch völlig generell gelten, wenn auch das Auftreten bedeutender Schwierigkeiten eine vollständige Verifizierung verhindert.

### III. Grenzfall.

Im Vorhergehenden haben wir angenommen, daß die Linie  $V_0, r$  die Charakteristik schneidet. Wird indessen der Leitungswiderstand hinreichend groß genommen, so kommt die Linie zwischen der Kurve und der Ordinatenachse zu liegen. Auch in diesem Fall wird ein bestimmtes Restpotential gemessen, da ja, unabhängig vom Widerstand, Entladung eintreten muß, sobald die erforderliche Potentialdifferenz zwischen den Elektroden vorhanden ist; ein solcher Wert darf offenbar nicht auf dieselbe Weise behandelt werden, wie im Vorhergehenden erwähnt worden. Ein Grenzfall tritt also ein, wenn  $r$  so groß ist, daß die Linie  $V_0, r$  die Charakteristik tangiert. Vorausgesetzt, daß die Leitung fortgesetzt als einfach betrachtet werden kann und daß Charakteristik und Anfangsspannung bekannt sind, können wir diesen Grenzwiderstand  $r_g$  berechnen.

Die Charakteristik für den Glimmstrom läßt sich besonders gut durch die Gleichung

$$V = a + \frac{b}{i}$$

darstellen, wo  $V$  und  $i$  Elektrodenspannung und Stromstärke und  $a$  und  $b$  Funktionen der Bogenlänge sind (bei konstanten äußeren Verhältnissen). Ich habe die Größen  $a$  und  $b$  für  $\lambda = 1$  mm und  $\lambda = 2$  mm berechnet, wobei ich mich jedoch nur der Werte  $V$  für  $i = 5$  und  $i = 10$  Milliamp. bedient habe; für

$\lambda = 1$  mm sind diese Werte der Tab. 6 entnommen und stellen die Mittelwerte meiner sechs Beobachtungsreihen dar, für  $\lambda = 2$  mm habe ich die Werte von  $V$  bei Messingelektroden in Tab. 8 genommen. Als Resultat habe ich erhalten:

$$\text{für } \lambda = 1 \text{ mm} \quad a_1 = 396, \quad b_1 = 0,61,$$

$$\text{für } \lambda = 2 \text{ mm} \quad a_2 = 486, \quad b_2 = 1,10,$$

wenn  $V$  und  $i$  in Volt und Ampères ausgedrückt worden.

Aus der Gleichung der Charakteristik<sup>1)</sup> erhalten wir für die Berechnung des fraglichen Grenzwiderstandes  $r_g$  die Formel

$$r_g = \frac{(V_0 - a)^2}{4b}.$$

Nach Orgler<sup>2)</sup> ist für  $\lambda = 1$  mm  $V_0 = 4570$  Volt und für  $\lambda = 2$  mm  $V_0 = 8200$  Volt. Durch Einsetzen der Zahlenwerte erhalten wir

$$\text{für } \lambda = 1 \text{ mm} \quad r_g = 7 \text{ Megohm},$$

$$\text{für } \lambda = 2 \text{ mm} \quad r_g = 13,5 \text{ „}$$

Falls diese Grenzwiderstände überschritten werden, muß sich das offenbar durch sehr große Unregelmäßigkeiten im Restpotential zu erkennen geben. Heydweiller, der eben mit Widerständen dieser Größenordnung gearbeitet hat, findet, daß für  $\lambda = 1$  mm solche große Variationen eintreten, wenn der Widerstand 5—7 Megohm und mehr beträgt; für 2 mm Funkenlänge verschiebt sich die Grenze auf ca. 12 Megohm, was ja gut mit den betreffenden Grenzwerten, die ich berechnet, übereinstimmt.

Bei so bedeutendem Widerstande kann man indessen nicht die Kapazität desselben und der Elektroden vernachlässigen; die Stromstärke ist in der Tat größer im Funken als im Widerstand des Schließungsbogens. Höchstwahrscheinlich gilt auch hier die Granqvistsche Bedingung; sobald

$$E + J^2 \frac{\partial R}{\partial J} = 0,$$

1) Streng genommen hätten wir uns der berechneten Charakteristiken für den Funken bedienen müssen; ihrer unsicheren Form wegen habe ich es aber vorgezogen, die entsprechenden Charakteristiken für den Glimmstrom anzuwenden.

2) A. Orgler, Ann. d. Phys. 1. p. 159. 1900.

wo  $J$  und  $R$  die Stromstärke und den scheinbaren Widerstand im Funken, und  $E$  die totale äußere elektromotorische Kraft bezeichnen, hört die Entladung auf. Die freie Elektrizität am Widerstand wird allmählich abgeleitet, und die Spannung zwischen den Elektroden nimmt zu. Kühlt sich dabei die Funkenstrecke nicht ab, so kann eine neue Entladung stattfinden etc., bis die Spannung an der Entladungselektrode so weit gesunken und die Funkenstrecke so weit abgekühlt ist, daß kein weiterer Durchbruch möglich ist. Die Entladung ist also in diesem Fall intermittent geworden.

#### IV. Über die Energieentwicklung und den Widerstand im Funken.

Bei seinen oben erwähnten Untersuchungen glaubte Heydweiller<sup>1)</sup> die totale Energieentwicklung als proportional der Entladungszeit und unabhängig von der Stromstärke annehmen zu können und motivierte dies damit, daß jene Veränderung zu Anfang sehr schnell erfolge und dann nur langsam fortschreite, so daß bei großen Leitungswiderständen nach verhältnismäßig kurzer Zeit ein nahezu stationärer Zustand eintrete. Die Stromstärke kann jedoch *niemals* als konstant betrachtet werden, weil die treibende elektromotorische Kraft, d. h. die Spannung im Kondensator, kontinuierlich vom Anfangspotential bis zum Restpotential sich vermindert. Von den stationären Entladungsformen wissen wir außerdem, daß der momentane Wert der Energieentwicklung *nicht* unabhängig von der Stromstärke ist, sondern im Gegenteil im allgemeinen ungefähr linear mit derselben zunimmt.

Im Vorhergehenden haben wir gefunden, daß dieselben Gesetze beim Funken wie beim stationären Zustand gelten, und daß wenigstens bei größerem Widerstand eine Phasenverschiebung zwischen Strom ( $i$ ) und Elektrodenspannung ( $V$ ) im Funken nicht vorhanden ist. Wir haben als eine erste Approximation angenommen, daß die Beziehung zwischen diesen Größen durch die Gleichung

$$V = a + \frac{b}{i}$$

1) A. Heydweiller, l. c. p. 335.

repräsentiert wird. Die während der Entladungszeit  $t_1$  entwickelte Energie im Funken ist also

$$f = \int_0^{t_1} V i dt.$$

Wenn  $C$  die Kapazität des Kondensators ist, so ist (approx.)

$$(1) \quad f = b t_1 + a C (V_0 - V_r).$$

Damit nun die totale Energieentwicklung  $f$  der Entladungszeit  $t_1$  proportional sei, ist erforderlich, daß man das andere Glied im obigen Ausdruck neben dem ersten vernachlässigen kann. Daß dies auch nicht bei ziemlich großen Widerständen erlaubt ist, zeigt uns folgende Überschlagsrechnung. Z. B. für  $\lambda = 2$  mm haben wir oben  $a = 486$  und  $b = 1,10$  berechnet, wenn  $V$  und  $i$  in Volt und Ampères ausgedrückt werden.<sup>1)</sup> Mit einem Kondensator von  $12 \cdot 10^{-9}$  Farad Kapazität fand Heydweiller  $C V_0 = 102,9 \cdot 10^{-6}$  Coulomb und für  $0,90 \cdot 10^6$  Ohm Widerstand im Schließungsbogen  $C V_r = 30,5 \cdot 10^{-6}$  Coulomb, so daß also

$$a C (V_0 - V_r) = 35,2 \cdot 10^{-3} \text{ (Joule).}$$

Für den gleichen Widerstand und gleiche Kapazität fand er die Entladungszeit  $t_1 = 14,8 \cdot 10^{-3}$  Sek., also  $b t_1 = 16,3 \cdot 10^{-3}$  (Joule). In dem angeführten Beispiel ist das zweite Glied mehr als doppelt so groß wie das erste und darf daher nicht vernachlässigt werden. Es ergibt sich hieraus, daß die totale Energieentwicklung im allgemeinen auch nicht einmal approximativ der Entladungszeit proportional gesetzt werden kann. Ferner scheint, daß, da  $V_r$  bei sehr großen Widerständen sich  $V_0$  nähert,  $f/t_1$  dort sich einer Konstanten nähern muß. Aus Heydweillers Messungen<sup>2)</sup> habe ich  $f/t_1$  mittels meiner obigen Formel (1) für die Funkenlänge  $\lambda = 2$  mm berechnet. Die Kolonnen 4 und 5 der Tab. 13 enthalten die Werte, die Heydweiller und die ich berechnet.<sup>3)</sup>

1) Da es sich hier nur um eine approximative Berechnung handelt, habe ich die oben aus der Charakteristik für den Glimmstrom berechneten Werte von  $a$  und  $b$  angewendet.

2) A. Heydweiller, l. c. p. 332.

3) Als Wert für  $C V_0$  habe ich den von Heydweiller angegebenen  $102,9 \cdot 10^{-6}$  Coulomb genommen.

Tabelle 13.

 $\lambda = 2 \text{ mm.}$ 

$r$ Megohm	$t_1$ Sek.	$q_1 = C V_r$ Mikro- coulomb	$\frac{f}{t_1} \left( \frac{\text{Joule}}{\text{Sek.}} \right)$ nach		$\frac{q_1^2}{4 C^2 r}$
			Heyd- weiller	Formel (1) ber.	
0,90	0,0148	30,5	2,2	3,5	1,79
3,20	0,0392	53,8	1,5	1,7	1,56
3,90	0,0468	55,6	1,5	1,6	1,37
5,40	0,0492	64,8	1,5	1,5	1,35
7,40	0,0391	74,0	1,3	1,5	1,28
10,10	0,0303	87,4	1,4	1,3	1,30
11,90	0,0315	92,1	1,4	1,3	(1,23)

Wie wir aus der Tabelle sehen, ist ein deutlicher Gang in den Werten von  $f/t_1$  vorhanden, und zwar so, daß sie mit zunehmendem Widerstand nach einem bestimmten Grenzwert hin abnehmen, wie wir das vermutet. Bei einem Vergleich der vierten und fünften Kolumne derselben Tabelle bemerken wir die vollständige Übereinstimmung, die zwischen den Werten in derselben Horizontalreihe herrscht, was die Richtigkeit unserer Berechnungen bestätigt.

In der sechsten Kolumne der Tab. 13 stehen die Werte für  $V_r^2/4r$ ; wie ich schon einleitend erwähnt, zeigt sich hier derselbe Gang. Daß  $V_r^2/4r$  bei solchen Widerständen, wie ich sie angewandt, auch nicht annähernd konstant ist, erhellt ohne weiteres aus Tab. 14; die Werte von  $V_r$  und  $r$  sind der Tab. 2 (p. 879) entnommen. Durch eine Berechnung analog der auf p. 898 können wir aus der Gleichung der Charakteristik eine Relation erhalten, die etwas besser die Verhältnisse wiedergibt. Wir finden aus ihr

$$(2) \quad \frac{(V_r - a)^2}{4b} = r.$$

Vergleichshalber sind in Tab. 14 auch die Werte für  $(V_r - a)^2/4r$  eingeführt;  $V_r$  und  $r$  sind wieder der Tab. 2 entnommen. Die in der letzten Horizontalreihe der Tab. 14 stehenden Werte für  $r$  und  $V_r$  sind Heydweillers Messungen entnommen.



Tabelle 14.

$r$ Ohm	$V_r$ Volt		$\frac{V_r^2}{4r}$		$\frac{(V_r - a)^2}{4r}$	
	$\lambda = 1 \text{ mm}$	2 mm	1 mm	2 mm	1 mm	2 mm
4650	475	560	12,1	16,9	0,34	0,30
10800	552	679	7,1	10,7	0,56	0,86
15400	622	788	6,3	10,1	0,83	1,48
20800	661	840	5,3	8,5	0,84	1,51
30500	691	882	3,9	6,4	0,71	1,29
40200	721	946	3,2	5,6	0,66	1,32
57600	812	(1080)	2,9	5,1	0,75	1,53
80400	872	(1160)	2,4	4,2	0,70	1,41
$5,4 \cdot 10^5$	(4550)	(5400)	0,95	1,35	0,80	1,12

Der Ausdruck  $(V_r - a)^2/4r$  ist zwar auch nicht völlig konstant, die Variationen sind jedoch außerordentlich geringer als im Ausdruck  $V_r^2/4r$ . Dies beruht natürlich darauf, daß die Charakteristik für den Funken nicht genau die Form hat, wie sie die Gleichung angibt, obwohl diese Gleichung ausnehmend gut die Verhältnisse beim Glimmstrom wiedergibt, wofür wir den Grund bereits erörtert haben.

Aus den Formeln (1) und (2) geht unmittelbar hervor, wie Heydweiller eine Übereinstimmung zwischen  $q_1^2/4C^2r$  und  $f/t_1$  hat finden können. Wir erhalten nämlich

$$\frac{(V_r - a)^2}{4r} = b = \frac{f}{t_1} - \frac{aC(V_0 - V_r)}{t_1}.$$

Ist nun  $r$  sehr groß, so ist  $V_r$  von derselben Größenordnung wie  $V_0$ , weshalb der letzte Bruch als eine wenn auch grobe erste Approximation vernachlässigt werden kann. Unter derselben Annahme ist auch  $a$  klein neben  $V_r$ , weshalb mit dieser Approximation

$$\frac{V_r^2}{4r} = \frac{q_1^2}{4C^2r} = \frac{f}{t_1}.$$

Die oben angeführten Messungen geben uns auch ein wenigstens ungefähres Maß für den scheinbaren Widerstand des Funkens in diesem Fall. In dem Augenblicke, wo der Funke sich entzündet, ist der Widerstand nahezu unendlich groß, geht aber schnell auf ein Minimum herunter, worauf er

wieder zunimmt, bis plötzlich die Entladung aufhört und der Widerstand wieder sehr bedeutend wird. Dem Vorhergehenden gemäß und mit Benutzung derselben Bezeichnungen wie auf p. 897 war ja beim Erlöschen des Funkens

$$-\frac{\partial V}{\partial i} = r,$$

und da (vgl. die Note 1 auf p. 898)

$$V = a + \frac{b}{i},$$

so ist

$$r = \frac{b}{i^2},$$

wenn  $i_k$  und  $V_k$  die Stromstärke und die Elektrodenspannung beim Erlöschen bezeichnen. Hieraus ergibt sich, wenn  $R_k$  der Funkenwiderstand in diesem Momente ist,

$$R_k = \frac{V_k}{i_k} = r + a\sqrt{\frac{r}{b}}.$$

Für 2 mm Funkenlänge erhalten wir durch Einsetzen der Ziffernwerte

$$\begin{array}{ll} \text{für } r = 20000 \text{ Ohm} & R_k = 86000 \text{ Ohm,} \\ \text{„ } r = 900000 \text{ „} & R_k = 1340000 \text{ „} \end{array}$$

Für den Fall, daß  $r$  sehr groß ist, können wir auch den oben erwähnten Minimalwert für  $R$  berechnen. Wenn  $E$  die Spannung des Kondensators ist, so ist ja

$$E = (R + r)i,$$

$$R = \frac{V}{i} = \frac{a}{i} + \frac{b}{i^2}$$

und zugleich

$$\frac{\partial V}{\partial i} + r > 0.$$

Mit genügend guter Approximation können wir außerdem annehmen, daß dabei  $E$  gleich  $V_0$  ist, wodurch wir erhalten

$$\begin{array}{ll} [\text{für } r = 20000 \text{ Ohm} & R_{\min.} \approx 1300 \text{ Ohm}] \\ \text{„ } r = 900000 \text{ „} & R_{\min.} = 73000 \text{ „} \end{array}$$

Wie wir sehen, ist in diesem Falle der scheinbare Widerstand des Funkens sehr bedeutend und von ganz verschiedener Größenordnung als der Durchschnittswert, den man für die oszillierenden Entladungen (bei kleinen Leitungswiderständen

im Schließungsbogen) berechnet hat. Aus den Untersuchungen von Trowbridge und Sabine<sup>1)</sup> im letzterwähnten Gebiete berechnete Heydweiller<sup>2)</sup> den Widerstand einer Funkenstrecke von einigen Millimetern Länge und fand, daß er zwischen 10–100 Ohm liegen muß; dann aber anzunehmen, daß der Widerstand bei kontinuierlichen Entladungen durch Leitungswiderstände von ein paar Megohm derselbe sein würde, darf man, wie aus dem Vorhergehenden erschen wird, nicht tun.

#### Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die hier mitgeteilten Untersuchungen haben also die Vermutung bestätigt, daß das Erlöschen des elektrischen Funkens sich rein elektrodynamisch erklären läßt, wie das bei dem elektrischen Lichtbogen der Fall ist. Während der Glimmstromphase — also bei hinreichend großen Widerständen — scheint eine Phasenverschiebung zwischen Stromstärke und Elektrodenspannung im Funken im allgemeinen nicht vorhanden zu sein. Die Charakteristiken, die aus den Bestimmungen über das Restpotential berechnet werden, stimmen daher, im großen und ganzen wenigstens, mit den entsprechenden beim stationären Zustand überein.

Aus den Charakteristiken für den Glimmstrom, die sich außerordentlich gut durch die Gleichung

$$V = a + \frac{b}{i}$$

darstellen lassen, kann eine einfache Beziehung zwischen Widerstand und Restpotential berechnet werden, wodurch die Verhältnisse auch bei kleineren Widerständen ziemlich gut wiedergegeben werden. Man findet nämlich

$$\frac{(V_r - a)^2}{4r} = b = \text{konst.}$$

Die Beziehung, die Heydweiller zwischen Restladung und Widerstand gefunden, hat nur approximative Gültigkeit, und das nur bei sehr großen Leitungswiderständen. Seine Formel kann durch Approximation aus der obenstehenden vollständigeren erhalten werden.

1) J. Trowbridge u. W. C. Sabine, Phil. Mag. (5) 30. p. 323. 1890.

2) A. Heydweiller, l. c. p. 340.

Die totale Energieentwicklung im Funken kann — bei hinreichend großen Widerständen — durch die Formel

$$f = b t_1 + a C(V_0 - V_r)$$

ausgedrückt werden und ist also nicht, wie Heydweiller angenommen, proportional der Entladungszeit und unabhängig von der Stromstärke. Nur bei sehr großen Leitungswiderständen kann, als eine erste Approximation, die totale Energieentwicklung der Entladungszeit proportional gesetzt werden.

Zum Schluß möchte ich noch Hrn. Prof. Dr. K. Ångström und Hrn. Dr. G. Granqvist für die Anregung und vielfache freundliche Unterstützung bei dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Upsala, Physik. Inst. d. Univ., Oktober 1904.

(Eingegangen 20. Oktober 1904.)

**2. Metallmanometer  
als Hochdruckpräzisionsmesser, geprüft mit dem  
Amagatschen Manometer;  
von Ernst Wagner.**

(Auszug aus der Münchener Dissertation.)

Zur Messung hoher Drucke von einigen hundert Atmosphären können drei Methoden dienen. Die *erste* unmittelbarste, welche Quecksilbersäulen von einigen hundert Meter Höhe verwendet, kommt wegen ihrer Unhandlichkeit und ihres geringen Bereiches naturgemäß nur selten in Betracht. Amagat und Cailletet verwirklichten sie in der Tat in dem 500 m tiefen Brunnen zu Butte-aux-Cailles, dem 400 m tiefen Schacht bei Saint-Etienne und neuerdings<sup>1)</sup> unter Benutzung des Eiffelturmes in Paris. Die *zweite* Methode mißt die Kraftwirkung des Druckes auf eine ihm dargebotene begrenzte und bewegliche Fläche — Stempel — in Gravitationsmaß. Sie hat häufig Anwendung gefunden, im besondern bedient sich ihrer die Physikalisch-Technische Reichsanstalt zur Eichung von Hochdruckmanometern. Diese Gewichtsmethode hat hauptsächlich mit zwei Schwierigkeiten zu kämpfen: mit der Kolbenreibung, welche die Empfindlichkeit beschränkt, und mit den Grenzen ihrer Anwendbarkeit nach den höchsten Drucken hin. Wie beträchtlich bei dem bisherigen Meßgebrauch der sogenannten „Stückrathschen Druckwage“ die Unempfindlichkeit auf Druckänderung war, lehren die mitgeteilten Zahlen<sup>2)</sup>, welche besagen, daß bei einem Druck von 20 Atm. die Indifferenzbreite, d. i. der Unterschied der Drucke, welche im steigenden oder fallenden Sinn die erste Bewegung des Kolbens hervorrufen, bis zu 10 Proz. vom zu messenden Druck an-

1) L. Cailletet, Compt. rend. 112. p. 764. 1891.

2) Zeitschr. f. Instrumentenk. 14. p. 307. 1894. Tätigkeitsbericht der Physik.-Techn. Reichsanstalt; vgl. auch H. F. Wiebe, Zeitschr. f. kompr. u. fl. Gase 1. p. 8. 1897.

steigt.<sup>1)</sup> Vor kurzem<sup>2)</sup> hat man die Reibung zu vermindern gesucht durch Klopfen und in der Tat die Indifferenzbreite durchschnittlich auf den achten Teil herunterdrücken können, so daß sie für die Drucke von 100, 200, 300 Atm. bez. nur noch 0,11, 0,13, 0,22 Proz. beträgt; durch Rotieren des Kolbens gelang es an einer anderen Druckwage diese Indifferenzbreite sogar auf den minimalen Betrag von 0,02, 0,01, 0,03 Proz. zu bringen. Für höhere Drucke scheint die Reibung beschleunigt zu wachsen und die Gewichtsmethode überhaupt zu versagen; denn hierfür wird gefordert: möglichst dünner Kolben — kleine Druckfläche — bei sehr beträchtlichen Gewichten, die ihn belasten. Die Widerstandsfähigkeit des Stahls setzt hier die untere Grenze für die Kolbendicke; die großen trägen Massen hat man bei der Stückrathschen Druckwage durch Ungleicharmigkeit — 1 : 10 — zu reduzieren gesucht. Freilich bringt man hiermit wieder eine neue Zwangsbewegung für den Kolben herein, die die freie Beweglichkeit gefährdet und die Reibung vergrößert, weil die Justierung der Achse des Zylinders nicht nur eine vertikale sein, sondern noch in ihrer Richtung durch die Schneide des kürzeren Hebelarmes gehen muß. Kürzlich<sup>3)</sup> hat man im National Physical Laboratory bei London den Meßbereich unter Belassung der direkten Belastung dadurch zu erweitern gesucht, daß man den anderen Faktor, die wirksame Druckfläche, als *Differenz* zweier nahezu gleich dicken Kolben darstellte, und diese läßt sich natürlich beliebig klein machen, ohne daß die einzelnen Kolben selbst besonders dünn sein müßten.

Die *dritte* Methode absoluter Hochdruckmessung endlich vereinigt in sich die Vorzüge der Empfindlichkeit und des unbeschränkten Bereiches. Der betreffende Apparat ist das sogenannte Desgoffesche, besser nach seinem technischen Vollender das *Amagatsche Manometer à pistons libres*.<sup>4)</sup> Hier

1) Die *Mitten* der Indifferenzbreite zeigen freilich für verschiedene Versuchsreihen die überraschende Übereinstimmung auf 0,15 Proz.

2) Zeitschr. f. Instrumentenk. 23. p. 176. 1903.

3) l. c. p. 252.

4) E. H. Amagat, eingehende Beschreibung: Ann. de chim. et phys. 29. p. 70—77. 1893; oder auch F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik unter „Druck“.

können nach dem Prinzip der hydraulischen Presse ohne Anwendung großer träger Massen beliebig große Kräfte zur Erhaltung des Gleichgewichtes gegen den Hochdruck geschaffen werden. Mit wenigen Kombinationen verschiedener Kolben gelang es Amagat, einen Druckbereich bis über 3000 Atm. zu umfassen, obwohl die höchste verfügbare Quecksilbersäule nur 5,20 m betrug. Die Empfindlichkeit ist durch die Anwendung zäher Dichtungsflüssigkeiten, sowie durch die pendelartige Rotation der beiden Kolben so weit gesteigert, daß die Indifferenzbreite auf unmerkliche Beträge herabgemindert ist. Leider läßt die, wohl einzig von Amagat<sup>1)</sup> ausgeführte, Vergleichung der Angaben seines Manometers mit zwei direkt durch eine turmhohe Quecksilbersäule in einer Kirche Lyons geeichten Gasmanometern keine rechte Beurteilung der Leistungsfähigkeit des ersteren zu, weil das angewandte Übertragungsverhältnis der Drucke nicht angegeben ist und die durchschnittlichen Differenzen in den Angaben von 0,1—0,2 Atm. zwischen 26 und 72 Atm. einen deutlichen systematischen Gang zeigen, der vielleicht einer übersehenen und vermeidbaren Fehlerquelle zugeschrieben werden darf.

In der vorliegenden Arbeit wird man eine eingehende Prüfung eines Amagatschen Manometers für Drucke bis zu 300 Atm. und für das Übertragungsverhältnis ca. 60 finden. Dies letztere war als die wichtigste Konstante des Instrumentes der Gegenstand besonderer Untersuchung.

Als Normalmanometer diente es zu einer Prüfung der so bequemen und gebräuchlichen *indirekten* Druckmesser, der sogenannten Hydraulic- oder Federmanometer. Bekanntlich mischen sich hier die Erscheinungen der elastischen Nachwirkung höchst störend ein in die Angaben des elastischen Druckorganes und rauben diesen ihre Eindeutigkeit, indem sie dieselben von der Vorgeschichte der Beanspruchung abhängig machen. Da es der Technik noch nicht gelungen ist, nachwirkungsfreie Metalle zu schaffen, so liegt offenbar auf dem anderen Weg der Aufindung eventueller Gesetzmäßigkeiten im Ablauf der störenden Nachwirkungen die Möglichkeit vor, sich von diesen zu befreien. Wenn nun auch die in dieser Richtung von der Thermometrie

1) l. c. Tableau 3.



bezüglich der thermischen Nachwirkung erzielten Erfolge ermutigen, so sind die auf dem eigenen Gebiet der elastischen Nachwirkung an Aneroiden vorliegenden Untersuchungen<sup>1)</sup> des verwickelteren Wesens wegen um so resultatloser verlaufen. Da Hochdruckmanometer nach diesen Gesichtspunkten noch keiner *systematischen*<sup>2)</sup> Prüfung unterworfen zu sein scheinen, so unternahm ich auf Veranlassung von Hrn. Geheimrat Röntgen eine solche an zwei Federmanometern, einem kleineren Genfer<sup>3)</sup> und eingehender an einem großen vorzüglichen Instrument der Firma Schäffer-Budenberg, beide bis 300 Atm. reichend.

Hr. Dr. Valentiner hat mich hierbei durch die Ablesung der Quecksilbersäule sehr dankenswert unterstützt.

#### Das Amagatmanometer und die Bestimmung seiner Konstanten.

Die wichtigste Konstante des Instrumentes ist das Übertragungsverhältnis der Drucke, d. i. das Verhältnis der beiden Kolbenquerschnitte, von denen jeder den seiner Fläche umgekehrt proportionalen Druck aufnimmt. Da aber nach dem Vorgang Amagats die Kolben nicht absolut gedichtet sind, sondern der Beweglichkeit wegen eine dünne ringförmige Schicht zwischen Kolben und Zylinder freigelassen ist, durch die die zähen Flüssigkeiten langsam hindurchgepreßt werden, so stellen die Kolbenflächen nicht die wirksamen oder „funktionellen“ Druckflächen dar, es kommt vielmehr zu der gewöhnlichen hydrostatischen Kraft des Druckes auf den Kolbenquerschnitt noch die Kraft der reibenden Strömung an der Kolbenoberfläche hinzu. Für geometrisch vollkommene Zylinderformen, stationäre Strömung und sehr dünne Zwischenschicht werden die

1) Reinherz, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 7. p. 189. 1887; Referate l. c. 19. p. 284 u. p. 318. 1899; P. Hebe (Reichsanstalt), l. c. 20. p. 253. 1900.

2) Vgl. die Andeutungen bei Wiebe, l. c. und die Vergleichung eines Tait- und Bourdonmanometers untereinander: Phil. Mag. 30. p. 338. 1890, und mit dem Amagatmanometer von Barus: Phil. Mag. 31. p. 400. 1891.

3) Bezogen von der Société Genevoise, verfertigt von Bourdon, Paris.

Reibungskräfte an der Kolben- und an der Zylinderoberfläche einander gleich<sup>1)</sup> und jede also gleich der Hälfte der hydrostatischen Kraft des Druckes auf die ringförmige Zwischenfläche. Es resultiert demnach als *funktionelle Druckfläche die mittlere Fläche zwischen Voll- und Hohlzylinderquerschnitt*, deren Dimensionen wie folgt bestimmt wurden.

Der große Bronzekolben hatte einen Durchmesser von ca. 4 cm, die zwei kleinen Stahlkolben von 5,12 und 4,07 mm, so daß zwei Übertragungen ca. 60 und 100 möglich sind.

Die dünnen Stahlkolben konnten mit einem Wildschen Sphärometer<sup>2)</sup> gemessen werden: sie werden behutsam auf dem Objektstischchen vorwärts gerollt, dabei heben sie den Kontaktstift, welcher die Libelle dreht, bis zu einem Maximum, das dann eintritt, sowie der ganze Durchmesser gerade zur Geltung kommt. Dieser maximale Ausschlag der Luftblase wird eingestellt. Hierbei ergaben sich folgende Werte bei Zimmertemperatur, die freilich nur in mittlerer Höhe des Kolbens gewonnen werden konnten.

Für den Durchmesser des dickeren Stahlkolbens:

5,125	5,126	5,135	5,131	5,132	5,126 mm	} Mittel:
5,123	5,128	5,130	5,135	5,125	5,126 5,125 mm	

5,128 ± 0,002 mm.

Für den Durchmesser des dünnen Stahlkolbens:

4,078	4,075	4,076	4,074	4,075	4,076 mm.	Mittel: 4,076 ± 0,002 mm.
-------	-------	-------	-------	-------	-----------	---------------------------

1) Dies folgt (vgl. G. Kirchhoff, Mechanik, Kapitel 26. § 2. p. 373. IV. Aufl. 1897) aus der Strömungsgleichung

$$x\omega + \frac{c}{4} q^3 + A \log q + B,$$

angewandt auf zwei konzentrische Zylinder mit den Radien  $r_2$  und  $r_1$ .

Im Grenzfall  $\left(\frac{r_2 - r_1}{r_1} = 0\right)$  wird im Gegensatz zur Rechnung der Dias.

$A = -\frac{c}{2} \cdot r_1 r_2$  und daher die Kraft der reibenden Strömung auf den Kolben

( $l$  seine Länge)  $= 2 r_1 \pi l \kappa \left(\frac{\partial \omega}{\partial q}\right)_{q=r_1}$  gleich derjenigen auf den Zylinder  $= -2 r_2 \pi l \kappa \left(\frac{\partial \omega}{\partial q}\right)_{q=r_2}$ .

2) Die Richtigkeit der absoluten Schraubenwerte wurde mit einem von der Physik.-Techn. Reichsanstalt geeichten Abbeschen Dickenmesser kontrolliert und die gesetzmäßig verlaufenden Korrekturen angebracht. Wegen der nicht rein zylindrischen Kolbenform — verdickter Kopf des einen Endes — war die sonst bequeme Querschnittsbestimmung durch Messung des Auftriebes nicht ausführbar.

Der Durchmesser des *Bronzekolbens* wurde mit dem Abbeschen Dickenmesser zu  $40,176 \pm 0,002$  mm gefunden.

Der natürliche Weg zur Bestimmung der Querschnitte der *Hohlzylinder* ist die Wägung des den Hohlraum erfüllenden Quecksilbers, verbunden mit einer Messung der Zylinderlänge. Der Hohlraum wird abgeschlossen durch zwei kleine ebene Glasplatten, die dicht aufgedrückt werden, so daß eine kreisrunde spiegelnde Abschlußfläche erscheint. Etwaige Luftbläschen im Quecksilber werden durch Rühren mit einem feinen Draht entfernt. Als unvermeidliche Fehlerquellen sind die Unvollkommenheiten der inneren Zylinderflächen, die Abrundung der Mündungen etc. alle dahin wirksam, daß sie den mittleren Querschnitt zu groß erscheinen lassen. Die Zylinderlänge wurde wieder mit dem Abbeschen Dickenmesser bestimmt.

Das Gewicht des Quecksilbers von  $17^\circ$  im weiteren Stahlzylinder war im Mittel aus 3 Wägungen, deren größte Differenz 3 mg betrug: 7,419 g. Die Zylinderlänge = 26,405 mm.

Hieraus folgt für den mittleren Durchmesser des *Hohlzylinders* des dickeren Stahlkolbens  $2r_2 = 5,138$  mm.

Für den des dünnen Kolbens aus dem Quecksilbergewicht 4,726 g und der Zylinderlänge von 26,60 mm folgt ein mittlerer Durchmesser von 4,088 mm. Die Querschnittsgenauigkeit ist auf  $\frac{1}{2}$  Promille zu schätzen.

Der Messingzylinder erlaubte natürlich seiner Form und seines Materiales wegen diese Quecksilberkalibrierung nicht. Die soeben gefundenen Dimensionen und die daraus abgeleiteten funktionellen Druckflächen sind p. 919 zusammengestellt.

Die offenbaren Mängel indessen dieser ganzen indirekten Methode und ihre mancherlei fragwürdigen Voraussetzungen haben es veranlaßt, auf folgende Weise direkt *experimentell* die wirksamen Druckflächen zu messen.

Man läßt einen bekannten und genügend genau meßbaren Quecksilberdruck  $p$  auf den zu bestimmenden Kolben wirken und mißt die Kraft  $K$  in Gewichten, welche diese Druckkraft äquilibriert. Hierdurch wird der *funktionelle* Querschnitt  $Q$  des betreffenden Kolbenzylindersystems in absolutem Maße gefunden nach der einfachen Beziehung:

$$Q = \frac{K}{p}.$$

Dies ist nun für beide Kolben *einzel*n zu erfüllen; der Quotient der ermittelten Druckflächen liefert dann das Übertragungsverhältnis. Soweit das *Prinzip der Messung*. Die *Technik und die Einzelheiten* bei der praktischen Ausführung gestalteten

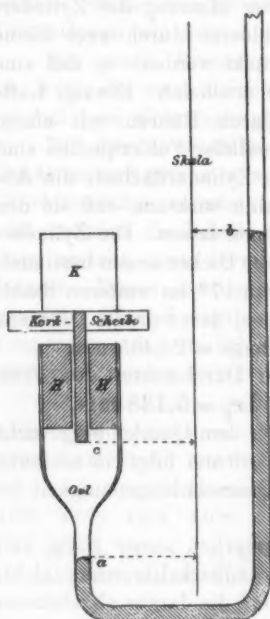


Fig. 1.

sich für die Stahlkolben folgendermaßen. Der Hohlzylinder *H* wurde mit Siegelack in ein Glasrohr eingekittet, das sich nach unten verjüngte, umbog und in das Druckrohr *b*, vgl. Fig. 1, fortsetzte. Rizinusöl füllte den ganzen Raum um und unter dem Kolben *c* und vermittelte den Quecksilberdruck *ab*. Der Apparat wurde so justiert, daß die Zylinderachse möglichst vertikal stand. Das Gewicht *K* wurde entweder auf eine Korkscheibe, in der der Kolben feststak, möglichst zentriert gesetzt oder mittels eines Gehänges übertragen, das in einer feinen Stahlspitze auf der Mitte der oberen Kolbenfläche ruhte. Eine gute Spiegelglasskala an einem Luftthermometergestell konnte genau vertikal gerichtet werden, und es wurde zur Vermeidung von Parallelaxe aus 3 m Entfernung mit einem,

immer in gleiches Niveau gebrachten, Fernrohr mit horizontalem Faden der Quecksilbermeniskus abgelesen. Bei jeder Messung werden drei Punkte der Skala notiert, die beiden Quecksilbermenisci *a*, *b* und das Kolbenende *c*; ferner das Gewicht *K* und die Temperatur *t* des Quecksilbers.

Die feinere Äquilibration des Kolbens war die diffizilste Aufgabe. Offenbar herrscht *cet. par.* nur für eine einzige Kolbenstellung *c* streng Gleichgewicht. Die Reibung läßt aber den sich einstellenden Kolben innerhalb einer gewissen *Indifferenzbreite* schon zur Ruhe kommen. Durch behutsames Rotieren des Kolbens mit dem die Korkscheibe

streifenden Finger, das eine gewisse feinfühlige Geschicklichkeit der Hand erfordert, konnte diese Indifferenzbreite fast unmerklich klein gemacht werden. Die Einstellungsbewegungen des Kolbens wurden hierbei in einem ca. 4 mal vergrößernden Mikroskop mit Faden beobachtet.

Beim eigentlichen Versuch beobachtet man immer zwei Gleichgewichtszustände nacheinander: einen bei hoher Belastung und entsprechend großer Druckhöhe, und darauf einen anderen bei möglichst kleiner Belastung. Dann werden schließlich nur die Differenzen der Belastungen und der Drucke zur Berechnung von  $Q$  herangezogen. Bedeutet nämlich  $H = b - a$  die Quecksilbersäule vom spezifischen Gewicht  $s$ ;  $h = c - a$  jene des Öls von der Dichte  $\sigma$ ;  $K$  das Gewicht, das zur Belastung des Kolbens dient, und zwar die ungestrichenen Buchstaben das Gleiche bei kleiner Belastung, die gestrichenen bei großer, so gilt offenbar für das hydrostatische Gleichgewicht:

$$(H' - H)s = (h' - h)\sigma + \frac{K' - K}{Q}$$

und

$$Q = \frac{K' - K}{(H' - H)s - (h' - h)\sigma} = \frac{\text{Differenz der Belastungen}}{\text{Differenz d. wirksamen hydrost. Drucke}}.$$

Nach dieser Gleichung sind folgende Versuche berechnet.

Tabelle I.

Der dickere Stahlkolben.

Nr.	Belastung $K$ g	Quecksilber- meniskus		Kolben- ende $c$ cm	Temp. $t$ ° C.	Funktioneller	
		unterer $a$ cm	oberer $b$ cm			Quer- schnitt $Q$ qmm	Durch- messer $2R$ mm
I	0	4,67	9,90	11,28	20,5	—	—
II	10	1,09	10,15	10,98	20,2	—	—
III	100	4,62	45,62	11,17	22,0	20,645	5,1270
IV	220,94	1,23	85,63	11,09	21,0	20,666	5,1299
V	217,35	1,98	84,99	11,01	15,0	20,657	5,1284
VI	209,94	3,52	83,90	12,26	18,5	20,659	5,1287
VII	389,29	2,97	147,57	11,50	20,2	20,641	5,1265
VIII	389,29	2,94	147,54	11,25	21,0	20,641	5,1265
IX	389,29	2,97	147,56	11,00	22,7	20,644	5,1269
X	389,29	3,00	147,54	10,82	22,5	20,649	5,1276
XI	382,36	4,43	146,54	11,34	24,8	20,642	5,1268

$$b - a = H; \quad c - a = h; \quad \sigma = 0,96.$$

Die Beobachtungen unter  $b$  und  $a$  sind Mittelwerte aus zwei und mehreren Einstellungen, die sich fast nie um mehr als 0,1 mm unterschieden. I und II sind kombiniert zu einem einzigen Werte bei niederer Belastung. Der Luftauftrieb der Gewichte und die Abnahme des Luftdruckes auf dem freien Ende der Quecksilbersäule in  $b$  wirken einander entgegen und bringen höchstens eine Korrektion von  $-0,1$  Promille mit sich, welche füglich fortgelassen wurde.

Als Wert für den dickeren Stahlkolben erhalten wir:

$$Q = 20,645 \text{ qmm},$$

$$2R = 5,127 \text{ mm},$$

die wir auf  $\frac{1}{2}$  bis  $\frac{1}{4}$  Promille verbürgt halten.

Der dünne Stahlkolben wurde bestimmt durch direkte

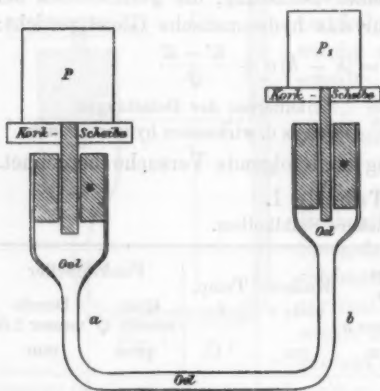


Fig. 2.

Vergleichung mit dem soeben erhaltenen Wert des größeren Kolbens nach dem Prinzip einer hydrostatischen Druckwage. Ein U-förmiges Glasrohr faßt an den Enden seiner parallelen Schenkel  $a$  und  $b$  (Fig. 2) die beiden eingekitteten Stahlzylinder  $c$  und  $c'$ , deren Achsen möglichst parallel gerichtet werden. Die Röhre wird unter Vermeidung von Luftblasen ganz mit Öl

gefüllt, auf dem die beiden Stahlkolben gleichsam schwimmen. Quecksilber kommt also gar nicht in Anwendung. Die Kolben werden vertikal gerichtet und durch Gewichte  $P$  und  $P_1$  äquilibriert. Geschieht dies wieder parweise mit hoher (gestrichene) und niederer Belastung (ungestrichene Buchstaben), so gilt einfach:

$$n = \frac{Q}{Q_1} = \frac{P' - P}{P'_1 - P_1}.$$

Bei einer Messung werden hier nur noch Gewichte notiert,

keine Längen und Temperaturen. Natürlich ist zu beachten, daß bei beiden Belastungen die Kolben ihre Niveaustellung beibehalten. Deshalb empfiehlt es sich, die hohe Belastung zuerst vorzunehmen, da der während ihr stattfindende Ölausfluß Niveauänderungen der beiden Kolben gegeneinander zur Folge hat. Einige Geduld und nicht geringe Sorgfalt erfordert die feinere Äquilibration, da beide Kolben *gleichzeitig* durch Rotieren und Inbewegunghalten in den empfindlichen Gang zu bringen sind. Es ist nützlich zur feineren Einstellung des Gleichgewichtes einen markanten Punkt des dünneren Kolbens mit einem Mikroskop zu beobachten, weil dieser auf eine kleine Belastungsänderung mit größerer Bewegung reagiert. Das geringe Belastungsintervall, auf das das System nicht reagiert, die Indifferenzbreite also, betrug 0,4 g bei 500 g Belastung. Unter zwanzig Werten für  $n$  waren die extremsten 1,584 und 1,581. Der Wert 1,582<sup>1)</sup> liefert für den *dünnen Stahlkolben*:

$$Q_1 = 13,05 \text{ qmm},$$

$$2 R_1 = 4,076 \text{ mm}.$$

Mit Hilfe der hier verwandten hydrostatischen Wage konnte auch die Frage nach dem Einfluß verschieden zähen Öles auf den funktionellen Querschnitt beantwortet werden: es zeigte sich in der Tat, daß keine bemerkbare Änderung der Belastungen nötig war, wenn von den beiden Schenkeln des U-Rohres gleichzeitig der eine Rizinus-, der andere das viel leichtflüssigere Knochenöl enthielt.

Es bleibt jetzt noch der große *Bronzekolben* zu messen. Um hier genügend genau meßbare Quecksilberhöhen zu erhalten, mußten dem großen Querschnitt entsprechend große Gewichte angewandt werden: bis zu 15 kg bei 87 cm Höhe Quecksilber. Wegen der Unsicherheit der benutzten Eisen- gewichte wurde es nicht unterlassen, ihren Nennwert zu kontrollieren und die gefundenen beträchtlichen Korrekturen anzubringen. Der Belastungsversuch läßt sich beim Bronzekolben unmittelbar am richtig aufgestellten Amagatmanometer

1) Aus Messungen eines und desselben Druckes (kontrolliert nach dem Magdeb. Manom.) unter Vertauschung der beiden Stahlkolben am Amagatmanometer folgt sehr scharf: 1,5824.



vornehmen (vgl. Fig. 3). Die beim Belasten eintretende Senkung  $c$  des Kolbens wird vermieden dadurch, daß das in das Steigrohr gepreßte Quecksilber mittels der seitlich kommuni-

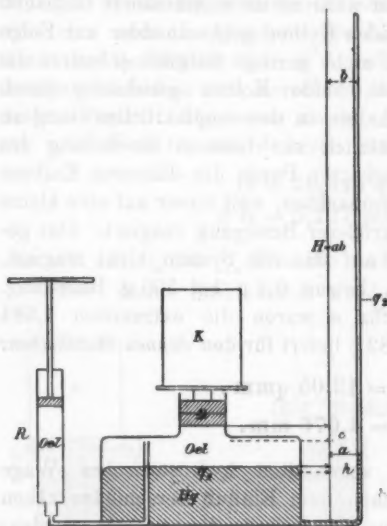


Fig. 3.

zierenden Regulierungspumpe  $R$  seinem Volumen nach durch Rizinusöl ersetzt wird. Mit dem Finger kann leicht und sehr scharf eine konstante Niveauhöhe erkannt werden an der Übereinstimmung der oberen Kolbenfläche mit einer festen Zylinderfläche, die nach unten das zur Kolbenrotation ausgesparte Fensterchen in der Zylinderwand begrenzt. Steigt bei einer Belastungsänderung von  $K$  g auf  $K'$  g das Quecksilber um  $H$  cm, so sinkt das große Quecksilberniveau unten um  $h$  cm; bedeutet  $s$  wieder

das spezifische Gewicht des Quecksilbers,  $\sigma$  das des Rizinusöls, und  $Q$  den gesuchten Kolbenquerschnitt, so hat man folgende Formel zur Berechnung von  $Q$ , da wegen der Volumengleichheit  $q_1 \cdot h = q_2 \cdot H$ :

$$Q = \frac{K' - K}{H \left[ s + (s - \sigma) \frac{q_2}{q_1} \right]}.$$

Die Messung der Querschnitte ergab:

$$q_1 = 77,45 \text{ qcm} \quad \text{und} \quad q_2 = 0,241 \text{ qcm}.$$

Bei der Messung des funktionellen Querschnittes des großen Bronzekolbens ergab sich ein etwas veränderter Einstellungsmodus der feineren Äquilibration gegenüber dem der Stahlkolben. Da der Kolbenquerschnitt  $Q$  ca. 50 mal den des Steigrohres  $q_2$  übertrifft, so wird offenbar die geringe Schwankung des



Kolbens um seine Gleichgewichtslage in einer 50fach größeren Schwankung des oberen Quecksilberniveaus  $b$  sich ausdrücken. Statt also die Bewegung des Kolbens, wie früher, zu beobachten, wird man diese vom Apparat selbst gelieferte mikroskopische Vorrichtung als Kriterium eines reibungslosen empfindlichen Ganges des Kolbens benutzen: ein ziemlich schnell gedämpftes oszillatorisches Einspielen des oberen Quecksilberniveaus in seine Gleichgewichtslage muß einer richtigen Gleichgewichtseinstellung vorausgehen. Es ist durchaus nicht leicht, eine solche zu erhalten. Gut zentrierte Belastung und vor allem ein saches Rotieren des großen Gewichtes  $K$  (das den Kolben mitnimmt) mit streifenden Handflächen sind Bedingungen hierzu. Auf diese Feinheiten ist mit Nachdruck hinzuweisen gewesen, weil ohne deren sorgfältige Beachtung Einstellungsfehler des Quecksilberniveaus  $b$  bis zu Zentimetern vorkommen können, während sonst die Übereinstimmung auf wenige Zehntel Millimeter geht.

Die Einstellung muß sofort abgelesen werden, da durch den Ölausfluß zwischen Kolben und Zylinder unter Belastung das Quecksilberniveau sinkt.

In der folgenden Tabelle ist eine vollständige Beobachtungsreihe mitgeteilt.

Bronzekolben; Temperatur  $17^{\circ}$ .

Belastung $K$	Oberes Hg-Niveau $b$ in cm							
1000 g	1,57	1,56	1,57	1,575	1,58	1,58	1,58	
5000 g	24,77	24,77	24,78	24,78	24,78	24,78		
10003 g	53,78	53,80	53,78	53,79	53,79	53,78	53,78	53,78

$Q = 12,686 \text{ qem}$        $2 R = 40,189 \text{ mm}$  berechnet nach kl. Quadr.

Grenze der Leistungsfähigkeit der Gewichtsmethode; die Fehlerquellen.

Außer den zwei schon besprochenen Fehlerquellen der Reibung und mangelhaften Vertikalisierung der Kolben ist hier noch eine dritte störende Erscheinung zu erwähnen, die ein vorübergehendes Einsinken des Kolbens veranlaßt, sobald dieser von der geringfügigen, zur Vermeidung der Reibung bewerkstelligten Rotation mit dem Finger frei gelassen wird.

Die Erscheinung trat in der Anordnung Fig. 2 bei nahezu erreichtem Gleichgewicht und bei kleiner Belastung auf, als

nur einer der beiden Kolben — der dickere — rotiert wurde. (Der dünnere war an sich empfindlich.) Sobald man mit Rotieren aufhört, sinkt er zuerst relativ rasch, als ob er zu stark belastet wäre, kommt dann zur Ruhe und steigt, *seine Bewegung umkehrend*, langsam wieder, bis eingetretene Reibung ihn unbeweglich macht. So zeigt seine Bewegung anfangs zu große, später zu geringe Belastung an: welche hat nun Recht, d. h. ist das wahre Kriterium des reinen hydrostatischen Gleichgewichtes? Wir entscheiden uns wohl mit Recht für die zweite Phase der Bewegung, indem wir annehmen, daß durch die — übrigens sehr langsame — Rotation des Kolbens in der zähen Flüssigkeit irgend welche Spannungen erzeugt werden, die sehr langsam abklingen und eine Kraft nach unten, d. h. nach dem ins Öl eintauchenden Kolbenende zu ergeben; nach ihrem Verschwinden kommen dann die reinen hydrostatischen Kräfte allein zur Geltung. Die Größe der störenden Kraft, die diesen hervorbringt, und zwar nach möglichst starker Rotation, konnte durch das Gewicht gemessen werden, welches ihn gerade nicht aufkommen läßt: es betrug hier ca. 0,6 g. Welcher Art diese in der zähen Flüssigkeit geweckten Kräfte sind, bleibt fraglich: ob elastisch, kapillar oder hydrodynamisch bedingt. Jedenfalls traten sie bei jeder Rotationsrichtung auf und um so stärker, je kräftiger vorher rotiert wurde.

Daß übrigens Spannungszustände im Öl — und zwar in der dünnen Ölschicht wahrscheinlich zwischen Kolben und Zylinder — mit großer Relaxationszeit auftreten, beweist die zur gleichen Zeit am gleichen Kolben gemachte Beobachtung einer durch die Rotation geweckten rückdrehenden Kraft, die sich auch sofort aktiv äußert, indem sie den Kolben mit rasch sinkender Intensität zurückdreht, sobald man ihn mit der Hand frei läßt. Mit einem auf den Kork gestellten kleinen Spiegel ist das leicht zu demonstrieren.

Hierdurch scheint von neuem gezeigt zu sein, daß in diesen zähen Flüssigkeiten Widerstandskräfte gegen Scherung (elastischer Art) auftreten können, d. h. daß sie Gestaltselastizität besitzen.<sup>1)</sup> Es ist zu vermuten, daß diese Erscheinungen auch den Sinkeffekt irgendwie verursachen.

1) Vgl. die Versuche von Schwedoff, *Rapports prés. au congr. int. à Paris* 1. p. 478. 1900.

Zur Herabminderung dieses Fehlereinflusses kommt uns die angewendete Methode, nur Differenzen von Hg-Einstellungen zu benutzen, gut zu statten. Zweckmäßigerweise wird man möglichst geringe Rotationsbewegungen machen und die Richtung oft wechseln, also mehr oszillatorische Kolbenbewegungen verwenden, wie auch bei Amagat geschieht.

Nach dem Gesagten — und auch durch die gute Übereinstimmung der Versuche berechtigt — werden wir wohl den größten möglichen Fehler aus dieser Quelle mit 0,2 g auf 500 g Totalbelastung, d. h. mit  $\frac{1}{2}$ — $\frac{1}{3}$  Promille nicht zu gering eingeschätzt haben.

Im ungünstigsten Fall summieren sich dieser Fehler und der aus der Reibung stammende zu ungefähr 0,8 Promille.

Die angewandte Gewichtsmethode gestattet also die direkte Messung der funktionellen Querschnitte auf mindestens 1 Promille genau; dieselbe Schärfe gilt dann auch für die Genauigkeit des Übertragungsverhältnisses.

In folgender Tabelle ist eine Zusammenstellung der mit der Gewichtsmethode und der auf dem Wege der direkten Dimensionmessung gewonnenen Resultate gegeben.

	Großer Stahlkolben	Kleiner Stahlkolben	Messingkolben
Durchmesser des Hohlzylinders = $d_2$	5,138 mm	4,088 mm	—
Durchmesser des Vollzylinders = $d_1$	5,128 „	4,076 „	40,176 mm
Funktioneller Durchmesser ber. = $D = d_1 + \frac{d_2 - d_1}{2}$	5,133 „	4,082 „	—
Funktioneller Durchmesser, experimentell bestimmt	5,127 „	4,076 „	40,189 „

Die Tabelle zeigt nicht unerhebliche Differenzen zwischen den berechneten und experimentell bestimmten Werten. Sie sind jedoch nicht größer, als wie sie mit Rücksicht auf den früher besprochenen Grad der Zuverlässigkeit der geometrischen Abmessungen, sowie der Zulässigkeit mancher Annahmen der Theorie zu erwarten waren.

Nach dem, was wir über die erste Methode gesagt haben,

verdient die zweite experimentelle jedenfalls den Vorzug. Wir verwenden deshalb nur die mit ihr gefundenen Werte und erhalten also die beiden Übersetzungsverhältnisse:

Für den großen Stahl- und Messingkolben:  $n_1 = 61,45 \pm 0,03$ .  
 „ „ kleinen „ „ „ :  $n_2 = 97,22 \pm 0,05$ .

Frage nach der Konstanz dieser Verhältnisse.

Es ist leicht zu übersehen, daß Temperatur und Druck diese Konstanz nicht merklich beeinträchtigen können.

Die Temperatur kann das Querschnittsverhältnis der beiden Kolben nur dann beeinflussen, wenn zwischen ihnen Temperaturdifferenzen herrschen und dann nur nach Maßgabe des Unterschiedes der Wärmeausdehnungskoeffizienten von Bronze und Stahl.  $10^\circ$  Temperaturdifferenz bedingt eine Änderung von  $n$  um nur  $\frac{1}{10}$  Promille.

Ebenso praktisch unwirksam bleibt der Einfluß selbst der höchsten Drucke auf die funktionellen Querschnitte der — ja allein hierbei zu berücksichtigenden — Stahlkolben, wenn auch die vom Druck am meisten betroffenen oberen Teile der Kolben und Zylinder eine relativ beträchtlichere Dimensionsänderung erfahren, weil diese nach entgegengesetzten Seiten geht, indem die Kolben verjüngt, die Zylinder erweitert werden. Schließlich ist noch zu fragen, ob nicht der, wenn auch kleine, aber immer anzunehmende Winkel zwischen den beiden Zylinderachsen (oder auch zwischen den Kraftrichtungen beider Kolben gegeneinander) eine ähnliche Modifikation hereinbringt, wie wir ihr bei der Gewichtsmethode zur Querschnittsmessung und auch bei der Stückrathschen Druckwage begegnet sind. Jedenfalls wird von der Kraft, die der Stahlkolben z. B. auf den Bronzekolben ausübt, auch hier nur eine Komponente übertragen, während die andere Komponente auf die Zylinderwände des Bronzekolbens entfällt. Dies gleiche gilt nun aber auch umgekehrt für die Kraftwirkung des Bronzekolbens auf den Stahlkolben, und zwar wird aus Symmetriegründen für *beide* eine Kraftverminderung von der gleichen Größe gelten.

In dem Vermeiden dieser Fehlerquelle scheint ein neuer Vorzug des Amagatschen Manometers vor den Gewichtsmannometern zu liegen. Doch möchte eine gründlichere Unter-

suchung dieses Umstandes, die durch rein statisch-mechanische Betrachtungen nicht erledigt werden kann, einige Modifikationen unserer Meinung bedingen können.

**Das Amagatmanometer; Gebrauchsanweisung,  
Vorsichtsmaßregeln.**

Das Instrument des hiesigen Physikalischen Institutes — gefertigt von Gindre Frères et Co., Lyon — war in einem ca. 7 m hohen geräumigen Zimmer aufgestellt, das sich durch konstante Temperatur auszeichnete. 6 m Quecksilberhöhe war disponibel. Wir benutzten immer das kleinere Übertragungsverhältnis 60 und den maximalen Druck von 300 Atm., der also eine Quecksilberhöhe von noch nicht 4 m zu messen verlangte. Dies geschah von einer Leiter aus an einem in Millimeter geteilten Stahlbandmaß, welches mit seiner am unteren Ende angebrachten Schlinge an dem Abschlußhahn des Quecksilbersteigrohres hing, oben über zwei in der Decke befestigte Rollen lief und durch ein Gewicht sich straff spannte. Seine Vertikalisierung war, wie durch ein benachbartes Senkel kontrolliert wurde, eine vollkommen genügende. Das Quecksilbersteigrohr bildeten vier durch Stahlfassungen zusammengeschraubte Glasröhren, welche nach oben eine über Rollen gezogene und genügend belastete Schnur festhielt. Bandmaß und Steigrohr waren sich so nahe, daß der Beobachter auf der Leiter den Stand des Quecksilbers auf  $\frac{1}{2}$  mm genau ablesen konnte, eine Genauigkeit, die im Vergleich zu anderen unten besprochenen Fehlerquellen genügte. Der Druck wurde durch eine Caillietetsche Pumpe erzeugt; zwischen ihr und dem Amagatmanometer waren in die druckvermittelnden Kupferkapillaren erstens das zu prüfende Federmanometer, zweitens die große Stahlbombe mit einem unter Quecksilberabschluß stehenden Luftvolumen — als Polster gegen rasche Druckänderungen — und drittens ein Ducretetscher Abschlußhahn eingeschaltet, der das Amagatmanometer vom Druck zu entlasten erlaubte trotz Dauerdruck im Federmanometer.

Um einen Überblick über die Art der Druckmessung zu geben, wie sie in allen späteren Versuchen geübt wurde, teilen wir den Gang einer Druckeinstellung mit, welche zugleich Ge-

legenheit gibt, die Empfindlichkeit des Amagatmanometers zu zeigen.

Auf Druckerhöhung mit der Cailletetschen Pumpe bewegen sich gleichzeitig der Zeiger des Federmanometers und die Quecksilbersäule aufwärts; während dessen hat die Ölregulierungspumpe das ausgepreßte Quecksilbervolumen zu ersetzen. Zur feineren Zeigereinstellung auf den gewünschten Skalenteil verwendet man die Regulierschraube an der Cailletetschen Pumpe, und zwar ist hierbei darauf zu achten, daß bei dem gleichzeitigen Entgegenarbeiten dieser Regulierschraube und der Ölersatzpumpe die Druckänderung immer im gleichen Sinne verläuft (zur Verhütung größerer elastischer Nachwirkungen der Federmanometer). Unter leichtem Klopfen des Deckglases des Federmanometers wird jetzt genau der betreffende Skalenteil pointiert und während der behutsamen Pendelbewegung beider Kolben, für deren genau richtige<sup>1)</sup> Stellung in ihren Zylindern vorher durch die Ölersatzpumpe zu sorgen war, auf Zuruf der Quecksilberstand abgelesen. Zwei Beobachter sind also jedenfalls erforderlich. Für jeden Skalenteil des Federmanometers wurden immer 3—5 solcher Einstellungen vorgenommen. Zu diesem Zweck dürfen mit der feinen Regulierschraube an der Druckpumpe nur so kleine Druckänderungen —  $\pm 0,5$  Atm. ca. — in der Nähe des betreffenden Skalenteiles hervorgebracht werden, daß man voraussetzen kann, daß die elastische Nachwirkung unmerklich bleibt, daß man also zu den wiederholten Pointierungen, d. i. zu gleichen Deformationen auch den nämlichen Druck hat. Die hohe Empfindlichkeit des Amagatmanometers zeigt sich nun nicht nur darin, daß es diese geringen Druckschwankungen selbst fast synchron mit Hg-Niveauschwankungen beantwortet — natürlich bei leichtem Kolbenrotieren —, sondern vor allem in der so vollkommenen Übereinstimmung mehrerer Hg-Einstellungen, daß die noch übrig bleibenden Differenzen gänzlich auf Rechnung der Einstellungsfehler des Zeigers und der Ablesefehler am Bandmaß zu setzen sind. Bei diesen Einstellungen ist aber Voraussetzung, daß die letzte der erwähnten kleinen Schwankungen, die schließlich zur wirklichen Pointierung führt, immer bei

1) Vgl. das Kriterium dafür p. 916.

steigender Hg-Säule geschieht und zwar auch, wenn im ganzen bei fallendem Druck beobachtet wird. Der Zweck dieser einseitigen Art der Einstellung ist, bei dem leicht verunreinigten Quecksilber möglichst gleiche Menisci zu bekommen, da das Klopfen oft nichts fruchtet. Zum quantitativen Beleg der oben behaupteten Empfindlichkeit diene folgendes. Die Differenzen der Quecksilberstände zu gleicher Zeigereinstellung<sup>1)</sup> betrugen fast nie mehr als  $\frac{1}{2}$  mm. Sehr viel weiter ging nun schon die Ablesbarkeit des Meniskus am Bandmaß nicht: läßt man aber einen Fehler in der Pointierung der Zeigerspitze auf die Mitte eines Skalenteiles von nur 0,1 mm zu — das ist dem Augenmaß gern zuzugestehen —, so bedeutet dieser schon  $\frac{1}{20}$  Atm. oder  $\frac{760}{60} \cdot \frac{1}{20} =$  gerade ca.  $\frac{1}{2}$  mm Differenz im Hg-Stand. (Das Übersetzungsverhältnis 60 wurde immer benutzt.) Für die Kolbenreibung und für Übertragungsmängel in der Mechanik des Federmanometers bleiben danach gar keine Beträge anzunehmen. Das große Magdeburger Instrument, dessen individuell geteilte Skala 22 cm im Durchmesser hat, zeichnet sich in der Tat durch seinen ruhigen, völlig schlotterfreien Zeigergang sehr vorteilhaft vor dem kleineren Genfer Bourdon-Manometer aus. Die Feinheit der Zeigerspitze und ihre geringe Entfernung vor der Skalenfläche ermöglicht eine so gut wie parallaxenfreie Pointierung der Teilstriche.

Obwohl die Übereinstimmung der Quecksilberhöhen auf  $\frac{1}{2}$  mm für wiederholte Zeigereinstellungen, und zwar für den ganzen Druckbereich, schon genügend Beweis für die minimale Indifferenzbreite des Amagatmanometers ist, so wurde doch noch durch einen besonderen Versuch diese quantitativ zu ermitteln gesucht. Indes waren die Differenzen zwischen den Hg-Einstellungen bei steigendem Druck (wie bisher und immer geübt) und bei fallendem zwischen 1 und Null mm schwankend infolge von sichtbaren Meniskusänderungen bei fallendem Druck, so daß eine Indifferenzbreite von vielleicht höchstens 0,2 mm Hg anzunehmen ist. Dies bedeutet in unserem Fall, daß schon eine Kraft von 3,5 g das Kolbensystem in seinen zähen Flüssigkeiten Sirup und Rizinusöl in Bewegung setzen kann.

1) Als Manometer diente hier das Magdeburger Instrument.



Der Genauigkeitsgrad einer Druckmessung mit dem Amagatmanometer für die vorliegenden Verhältnisse ergibt sich also:

erstens gleich  $\pm 0,5$  Promille für absolute Druckwerte; dies ist die obere Fehlergrenze in der Bestimmung der funktionellen Querschnitte;

zweitens gleich  $\pm 0,025$  Atm. für den ganzen Druckbereich, wenn es sich um relative Druckwerte handelt. Diese relative Genauigkeit (Empfindlichkeit) steigt demnach mit wachsenden Drucken und erreicht für 300 Atm. die sechsfache Größe der absoluten.

Eine Steigerung der Genauigkeit in der Querschnittsmessung würde also die Leistungsfähigkeit des Normalmanometers noch wesentlich erhöhen. Von unserer Gewichtsmethode kann eine erhebliche Verschärfung ihrer Resultate nicht erwartet werden, dagegen würde durch Vergleichung der Angaben des Amagatmanometers mit direkt an einigen hundert Meter hohen Quecksilbersäulen geeichten guten Federmanometern dies Ziel zu erreichen sein.

Zur Erreichung der großen relativen Genauigkeit, die besonders für die höchsten Drucke zur Geltung kommt, betonen wir noch einmal die Wichtigkeit einer scharf konstanten Stellung der Kolben in ihren Zylindern für alle Druckeinstellungen, da Verfehlungen hiergegen die funktionellen Querschnitte und also die Übertragungszahl, wie leicht durch den Versuch zu zeigen, verändern. Darum ist das Mittel, mit der Ölersatzpumpe „feinere Druckschwankungen im Augenblick der Messungen vorzunehmen“, das Amagat<sup>1)</sup> empfiehlt, eben wegen der hiermit verbundenen Änderung der Kolbenstellung zu verwerfen; zweckmäßiger besorgt man dies mit der feinen Druckregulierschraube an der Caillietetschen Pumpe. Zur Berechnung der zu messenden Hochdrucke  $P$  in Atm. aus den beobachteten und auf  $15^\circ$  reduzierten<sup>2)</sup> Quecksilberhöhen  $H$  cm haben wir folgende Beziehung nach den früheren Überlegungen und Bezeichnungen p. 916 und Fig. 3:

1) E. H. Amagat, l. c. p. 74.

2) Die Schwerekorrektion beträgt für München nur 0,2 Promille, da sie obendrein der Korrektion von 0,1 Promille entgegenläuft, welche die Abnahme des Luftdruckes auf dem freien Ende der steigenden Quecksilbersäule hervorbringt, so blieben beide zusammen füglich fort.



$$p = n \cdot H_{15} \cdot \frac{\left[ s_{15} + (s_{15} - \sigma) \frac{q_{2.3.4}}{q_1} \right]}{76 \cdot s_0} \text{ Atm.} = n \cdot H_{15} \cdot \frac{\left[ s_{15} + (s_{15} - \sigma) \frac{q_{2.3.4}}{q_1} \right]}{1000} \frac{\text{kg}}{\text{qcm}}.$$

Da die Kalibrierung der aufeinanderfolgenden drei Hg-Steigrohren des Amagatmanometers nahe übereinstimmte ( $q_3 = 0,241$ ,  $q_2 = 0,227$ ,  $q_4 = 0,234$  qcm) und  $q_1 = 77,45$  qcm diese ca. 300 mal übertrifft, so kann ohne merklichen Fehler das zweite Klammerglied durch Verwendung mittlerer Werte und spezifischer Gewichte konstant gesetzt werden  $= 0,0381$ . Dies ergibt für  $n = 61,45$

$$P = H_{15} \cdot 0,8086 \text{ Atm.} = H_{15} \cdot 0,8355 \frac{\text{kg}}{\text{qcm}}.$$

Einer Atm. entsprechen beim Amagatmanometer also ca. 12 mm Hg im Steigrohr.

Der Nullpunkt für die Quecksilberhöhen  $H$ , welcher sich nach dem Entspannen der Druckpumpe einstellt, entspricht dem herrschenden Atmosphärendruck an der Ausflußöffnung des Druckwassers. Da seine Lage auch von dem hydrostatischen Druck in den druckvermittelnden Kupferkapillaren zwischen dieser Öffnung und dem oberen Stahlkolbenende abhängt, so dürfen diese keine Luft enthalten, die mit wachsendem Druck durch das Druckwasser ersetzt würde.

## Die Prüfung der Metallmanometer.

### I. Der Temperatureinfluß

erwies sich als gesetzmäßig auf die Angaben der Metallmanometer.

Die Temperaturen von 30—40° wurden erreicht, indem eine über das Manometer gestülpte, unten offene Glasglocke mit Glühlampen geheizt wurde, so daß das Manometer keine direkte Strahlung empfang. Nach 12—24 stündigem Heizen war das dynamische Wärmegleichgewicht so vollkommen erreicht, daß das Thermometer während des ganzen Versuches nicht merklich schwankte. Auch hier wurde das Klopfen der Manometer nicht versäumt. Um Störungen durch elastische Nachwirkungen möglichst auszuschalten, war das Tempo der Drucksteigerung (ca. eine Stunde, um bis 300 Atm. zu kommen) und die Vorgeschichte der Beanspruchung der Manometer (mindestens eine

Nacht Erholung) für die beiden Versuche bei verschiedener Temperatur gleichmäßig. Endlich sind nur Werte bei steigendem Druck miteinander verglichen.

Das Ergebnis der nachstehenden Tabellen II und III findet sich unter  $\Delta$ , das den Unterschied des Druckes angibt, der bei den angeführten verschiedenen Temperaturen des Manometers zur gleichen Zeigerstellung (Deformation) gehört. Die graphische Darstellung von  $\Delta$  (Fig. 4) zeigt einen ausgesprochen linearen Verlauf für die Skala der Drucke. Ein Vergleich beider Manometer lehrt, daß beide einen ganz analogen Temperatureinfluß erfahren: beide haben ungefähr in der Mitte der Skala eine vom Wechsel der Temperatur unbeeinflussbare

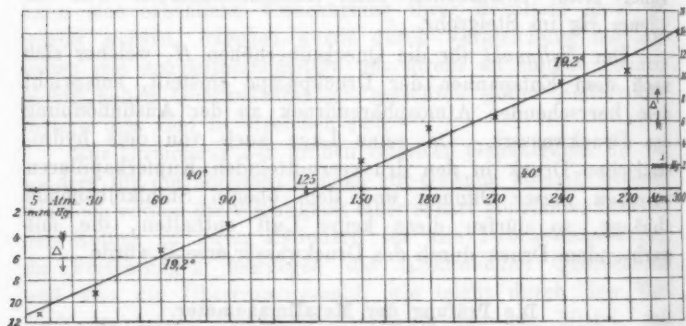


Fig. 4 (vgl. Tab. III).

Zeigerstellung. Die Vorzüge des Magdeburger Instrumentes vor dem Genfer treten nicht nur in einer gerade halb so großen Temperaturkorrektur hervor, sondern liegen hauptsächlich in der großen Konstanz seiner Angaben für mehrere Versuche unter gleichen Gebrauchsbedingungen, wie ein Vergleich der Versuche *rs* und *tu* lehrt. Die starken Abweichungen, die das Genfer Instrument andererseits bezüglich seines Temperaturganges *MN* und *IE* sowohl, als auch bei einer Vergleichung von *I* (33°) mit *M* (36°) erkennen läßt, deuten auf Fehler im Übertragungsmechanismus des Zeigers, die den an sich als ja völlig gesetzmäßig vorauszusetzenden Temperatureinfluß sehr regellos erscheinen lassen.

Tabelle II.  
Genfer Manometer.

Zeiger- Stellung	<i>E</i> 13,5°	<i>I</i> 33°	<i>I-E</i> $\Delta$	Zeiger- Stellung	<i>M</i> 36°	<i>N</i> 18°	<i>M-N</i> $\Delta$
Atm.	Quecksilber- stand in cm		cm Hg	Atm.	Quecksilber- stand in cm		cm Hg
10	14,00	15,11	+1,11	10	15,12	14,82	+0,30
30	37,48	38,47	+0,99	30	38,13	37,84	+0,29
55	69,70	70,45	+0,75	55	70,09	69,92	+0,17
105	130,32	130,96	+0,14	80	99,67	99,92	-0,25
155	193,67	193,08	-0,64	105	130,81	131,19	-0,38
205	255,82	254,59	-1,23	130	160,68	161,25	-0,57
255	319,21	316,77	-2,44	155	192,67	193,51	-0,84
295	369,02	366,23	-2,79	180	223,51	224,67	-1,16
				205	253,81	254,95	-1,14
				230	284,47	286,09	-1,62
				255	315,76	317,76	-2,00
				280	346,86	349,16	-2,30
				295	365,40	368,03	-2,63

Anmerkung. Der Nullpunkt der Quecksilberhöhen war 0,9 cm.

Tabelle III.  
Magdeburger Manometer.

Datum	23. VII.	25. VII.	28. VII.	29. VII.	30. VII.	$\frac{r+s}{2}$ 19,2°	$\frac{t+u}{2}$ 40°	$(tu)-(rs)$ $\Delta$
Zeiger- Stellung	<i>r</i>	<i>s</i>	<i>t</i>	<i>u</i>	<i>v</i>			
Atm.	19,2°	19,2°	40°	40°	19,5°			
	cm Hg					cm Hg		mm Hg
5	6,65	6,65	7,78	7,73	6,55	6,65	7,76	+11,1
30	35,79	—	36,72	—	35,67	35,79	36,72	+ 9,3
60	71,93	71,78	72,44	72,34	71,75	71,86	72,39	+ 5,3
90	(108,18)	107,77	108,12	108,06	107,70	107,77	108,09	+ 3,2
125	—	149,98	150,01	—	—	149,98	150,01	+ 0,3
150	179,93	179,92	179,70	179,66	179,76	179,93	179,68	- 2,5
180	—	215,77	215,21	215,27	215,45	215,77	215,24	- 5,3
210	251,52	251,42	250,82	250,79	251,21	251,47	250,81	- 6,6
240	288,28	288,34	287,22	287,54	288,06	288,31	287,38	- 9,3
270	324,11	324,01	323,04	322,97	323,81	324,06	323,00	-10,6
300	360,51	360,59	359,10	359,19	360,37	360,55	359,15	-14,0

Nach der Tabelle ist der *Temperatureinfluß* von nur  $1^\circ$  schon in Betracht zu ziehen, da er bei 300 Atm. z. B. eine für die Empfindlichkeit des Instrumentes wohl bemerkbare Änderung von 0,06 Atm. ausmacht. Alle künftig mitgeteilten Angaben der Quecksilberhöhen sind daher bezogen auf die Normaltemperatur des Manometers von  $15^\circ$ .

Eine *thermische Nachwirkung* zeigt deutlich der Versuch v, der einen Tag nach der Erwärmung auf  $40^\circ$  ausgeführt ist, in einer Depression der Angaben von ca. 0,13 Atm. Indes konnte eine vollständige Erholung in späteren Versuchen festgestellt werden.

Betreffs einer Erklärung des allgemeinen Charakters des beiden Manometern eigentümlichen Temperatureinflusses mit dem neutralen Skalenteil  $c$  in der Mitte, ist an das Zusammenwirken zweier Ursachen zu denken. *Einmal* an die Zunahme der elastischen Kräfte mit sinkender Temperatur. Dieser Einfluß allein würde in der Fig. 5 durch die Linie  $ae$  dargestellt sein, die durch den Anfangspunkt  $a$  der Deformationen (Skalenteil 0 Atm.) geht. Wie in Fig. 4, bedeutet hier die

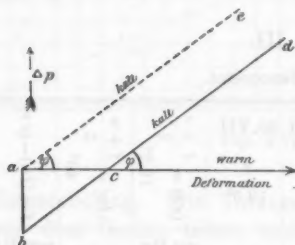


Fig. 5.

Abszisse die Zeigerstellungen, also die Deformationen, die Ordinate die Differenzen der Drucke, welche bei verschiedener Temperatur gleiche Deformationen ergeben. Der *zweite* Temperatureinfluß, der zum ersten hinzukommt, um den wirklich beobachteten  $bcd$  zu ergeben, ist dann offenbar eine Nullpunktverschiebung  $ab$ , die sich leicht aus einer thermischen

Verschiebung der Skala gegen die Bourdonsche Röhre erklären läßt.

Die Richtigkeit dieser Zerlegung des Temperatureinflusses wird bestätigt durch die Übereinstimmung der aus den mitgeteilten Messungen hervorgehenden Temperaturkoeffizienten der elastischen Kräfte (für das Magdeburger Manometer gleich 0,00033, für das Genfer Manometer = 0,00052) mit dem sonst

gefundenen<sup>1)</sup> Wert für Stahl und hart gezogenes Kupfer gleich 0,0003 und 0,0004.

## II. Die elastische Nachwirkung.

Durch die von Wilhelm Weber<sup>2)</sup> entdeckte „elastische Nachwirkung“ an festen Körpern wurde für die messende Physik die Frage nach der *Verwendbarkeit elastischer Deformationen zur Messung der deformierenden Kräfte* zu einer gleich wichtigen als verwickelten gemacht. Die Erscheinungen der elastischen Nachwirkung sind bekanntlich folgende: ein plötzlich deformierter fester Körper entwickelt zuerst die gewöhnliche „rein elastische“ Widerstandskraft, die für eine bestimmte Deformation auch eindeutig bestimmt ist; dies ist die Periode der rein elastischen Kräfte oder der elastischen Momentankräfte. An diese Periode schließt sich nun ein sehr langsam verlaufender und auch quantitativ geringfügiger Vorgang, eben der der „elastischen Nachwirkung“ an, der sich darin äußert, daß trotz vollkommen konstant erhaltener äußerlich sichtbarer Deformation die elastischen Kräfte zuerst am schnellsten und allmählich abnehmend eine Verminderung erfahren (Ermüdung<sup>3)</sup>, Relaxation), die ihre Grenze findet in dem das definitive elastische Gleichgewicht bezeichnenden Minimum der elastischen Widerstandskräfte. Die reziproken Erscheinungen treten ein nach aufgehobener Deformation; hier findet eine allmähliche Wiedervermehrung der elastischen Kraft (Erholung) auf ihren früheren Wert statt.

In größerer Allgemeinheit stellt sich die Wirkungsweise der elastischen Nachwirkung dar, wenn wir einen *Deformationszyklus* vornehmen. Im folgenden werden wir also die hierbei zu erwartenden Erscheinungen näher besprechen und an ihnen zugleich die praktischen Gesichtspunkte gewinnen, die uns beim späteren experimentellen Versuch geleitet haben.

Fig. 6 stellt Deformationskurven dar in einem Koordinatensystem, dessen Abszissen die Deformationen, dessen Ordinaten die zugehörigen elastischen Reaktionskräfte be-

1) Vgl. A. Wüllner, Experimentalphysik 1. p. 266—269. 1895 und Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. 5. p. 233. 1901.

2) W. Weber, Pogg. Ann. 34. p. 247. 1835.

3) Lord Kelvin, math. and phys. papers 3. p. 22. 1890.

zeichnen. Unter der vereinfachenden Annahme, daß für die rein elastischen Momentankräfte Proportionalität zwischen Deformation und Kraft — das Hookesche Gesetz — bestehe, haben wir in der Geraden  $Oa$  die Deformationskurve für *sehr schnell* vollzogene Deformationen. Entspannen wir ebenso plötzlich, so werden wir — von thermischen Einflüssen abgesehen — auf derselben Kurve  $aO$  zum Ausgangspunkt zurückkehren; wir haben ja der Nachwirkung keine Zeit zu

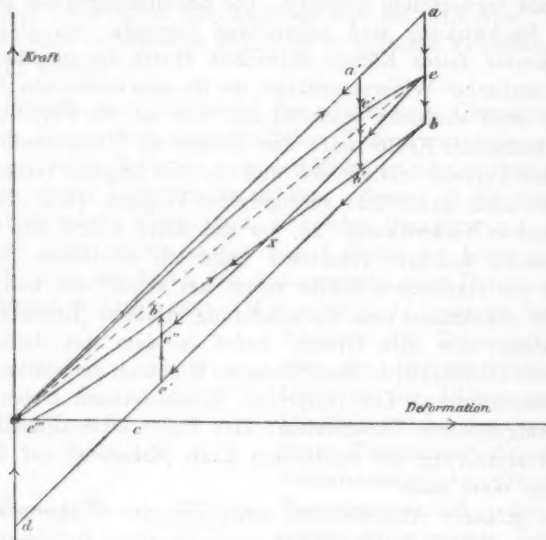


Fig. 6.

ihrer Entfaltung gelassen und wir wissen, daß dieselbe sehr träge sich vollzieht. Man bedient sich auch sonst dieses Mittels, um die störende Nachwirkung auszuschliessen in der sogenannten dynamischen Methode der Bestimmung von Elastizitätsmoduln.<sup>1)</sup> Die geringe Dämpfung von akustisch-elastischen Schwingungen in Metallen<sup>2)</sup> beweist überdies die nahe Koin-

1) F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik p. 201. 9. Aufl.

2) W. Weber, Pogg. Ann. 34. p. 255. 1835. Es ist interessant, zu bemerken, daß Weber zur Erklärung der Nachwirkung und des indu-

zidenz der beiden Kurven, da die von ihnen etwa eingeschlossene Fläche auch hier die bekannte energieverzehrende Bedeutung hat. Wir werden endlich Versuche an unserem Manometer mitteilen, die das gleiche dartun.

Auch der andere Grenzfall eines *sehr langsam* vollzogenen Deformationszyklus  $ObO$  hat die Eigentümlichkeit der Energieerhaltung, also der Koinzidenz der Deformationskurven für wachsende und abnehmende Deformationen. Hier lassen wir der elastischen Nachwirkung die ganze Zeitdauer, die sie zu ihrer völligen Ausbildung nötig hat, indem wir aufwärts auf allen Punkten die völlige Ermüdung, d. h. Verminderung  $a'b'$ ,  $ab$  der Ordinatenwerte der elastischen Kraft, abwärts deren völlige Erholung  $c'b'$ ,  $dO$  abwarten. Diese letztere Wirkungsweise der Nachwirkung ist noch näher zu betrachten, sie ist in der Tat die Ursache dafür, daß hier keine Energievergeudung stattfindet. Denn entspannen wir von  $b$ , einem Punkt des definitiven elastischen Gleichgewichtes, aus *plötzlich*, nicht unendlich langsam wie vorher, so werden wir angenähert auf der Deformationskurve  $bd$  parallel  $Oa$ , der Kurve der Momentankräfte, verlaufen.  $Obd$  ist dann die Fläche des Energieverlustes und  $Oc$  bez.  $Od$  sind die Nachwirkungsrückstände, deren allmähliches Verschwinden bei den meisten Experimentaluntersuchungen der Gegenstand der Beobachtung ist. Je langsamer wir die Deformation aufheben, desto mehr wird dieses Verschwinden der Rückstände oder die Erholung auf den Wegen  $c'b$ ,  $dO$  schon *während* der Entspannung geschehen, und so wird im Grenzfall eines unendlich langsamen Deformationszyklus die Annäherung der Deformationskurven von beiden Seiten her an die Linie  $Ob$  des definitiven elastischen Gleichgewichtes bis zur Koinzidenz fortgeschritten sein. Da wir uns ganz im Gebiet der vollkommenen Elastizität bewegen, bei der auch die Nachwirkungen mit der Zeit völlig verschwinden, so ist in der Tat a priori plausibel, daß diese Koinzidenz statthat: eine notwendige Folge davon, daß wir

zierten Magnetismus die gleiche Hypothese der Drehung der Moleküle verwendet und sogleich in der ersten Arbeit 1885 die Energiebetrachtung über die Dämpfung elastischer Schwingungen anstellt, dagegen dies nicht auf den Magnetismus überträgt, so daß die Hysteresisdämpfung erst seit 1881 — Warburg — Beachtung fand.



beim Spannen und Entspannen das definitive elastische Gleichgewicht abgewartet haben, ist diese Koinzidenz aber nicht, wie die Tatsache der mit Hysteresis bezeichneten Eigenschaft beim magnetischen Kreisprozeß beweist. Bis jetzt aber scheint die Erfahrung eine solche *eigentliche Hysteresis* für elastische Deformationszyklen noch nicht sichergestellt zu haben und ihr Nachweis würde eine wesentlich neue elastische Eigenschaft kennen lehren: nämlich das Dasein zweier je nach der Vorgeschichte modifizierter definitiver Gleichgewichtslagen, die das prinzipielle Merkmal der *Unbeeinflussbarkeit durch die Zeitdauer* oder das Tempo<sup>1)</sup>, in welchem der Deformationsweg durchlaufen wird, an sich tragen, ganz im Gegensatz zu der Nachwirkung, deren Verlauf gänzlich durch die Zeit bestimmt wird. Die geringe Dämpfung akustisch-elastischer Schwingungen in Metallen macht es wahrscheinlich, daß eine Hysteresis nicht besteht. Auch die für das Zustandekommen einer solchen erforderlichen Eigenschaften der Remanenz und der Koerzitivkraft haben auf Seite der elastischen Phänomene kein Analogon. Bei der Eigenart der wirklichen Hysteresis ist es daher geboten, dies Wort lediglich dem Gebiet des Magnetismus vorzubehalten. Die wiederholt<sup>2)</sup> beobachtete Tatsache der Schleifenbildung bei Deformationskurven, die steigenden und fallenden Kräften zukommen, berechtigt also allein noch nicht dazu, von einer „elastischen Hysteresis“ zu sprechen, da allein schon die bekannten Erscheinungen der Nachwirkung eine Schleifenbildung geradezu bedingen. Andererseits haben wir an den beiden Grenzfällen sehr schnellen und sehr langsamen Tempos das völlige Verschwinden der Schleife und der Energievergeudung, die von der Nachwirkung herrühren, ge-

1) E. Warburg, Rapp. au Congr. de Phys. 2. p. 512. Paris 1900.

2) J. A. Ewing, Nature 40. p. 584. 1889; C. Barus, Phil. Mag. 30. p. 338. 1890. Taf. X u. 31. p. 401. 1891; M. Cantone, Nuovo Cim. 1894—1896 (Biegung-Torsion), vgl. auch die Fortschritte d. Phys. und die Beiblätter 1894—1897, betont die Analogie zur magnet. Hysteresis. P. Hebe (Reichsanstalt), Zeitschr. für Instrumentenk. 20. p. 265. 1900. In den Tabellen steckt die Schleife. M. Labatut, Fortschr. d. Phys. 1. p. 446. 1893; A. Lafay, Ann. d. chim. et de phys. 23. p. 264. 1901, kurzer Hinweis; H. Fricke, Diss. Göttingen 1902; E. Riecke, Lehrb. d. Phys. 1. 2. Aufl. p. 262. 1902; H. Bouasse, Ann. de chim. et de phys. 29. p. 384. 1903 und die dortige Literatur.



folgert. Wir werden später durch Versuche dies Verhalten im allgemeinen — soweit Grenzfälle eben dem Versuch angenähert zugänglich sind —, sowie andere Merkmale dafür feststellen, daß es sich wesentlich nur um Nachwirkungserscheinungen handelt.

Bisher betrachteten wir die beiden Grenzfälle von Deformationszyklen sehr schnellen und sehr langsamen Tempos. Um die Erscheinungen für jedes beliebige Tempo, insbesondere für *gleichförmiges* zu übersehen, fassen wir den Deformationszyklus  $OabdO$  ins Auge, welcher in ganz ungleichförmigem Tempo durchlaufen wird: sehr rasch auf den Wegen  $Oa$  und  $bd$ , sehr langsam auf  $ab$  und  $dO$ . Die Linie  $Ob$  des definitiven elastischen Gleichgewichtes trennt die ganze Fläche  $Oabd$  in die beiden Dreiecke  $Oab$  und  $Obd$ . Im oberen Dreieck vollziehen sich die Vorgänge der Ermüdung, im unteren Dreieck die der Erholung der elastischen Kräfte. Außerhalb beider Dreiecke kann überhaupt kein Deformationszyklus verlaufen, wir haben also mit dem Zyklus  $OabdO$  den *äußersten Rahmen* gewonnen, innerhalb dessen alle denkbaren Zyklen verlaufen müssen.  $Oe'ex'e''e'''$  mag einen beliebigen im gleichförmigen Tempo beschriebenen Zyklus vorstellen. Die Kurve wachsender Deformation  $Oe'e$  ist gegen  $Oa$  konvex, weil durch die Superposition der Nachwirkungen die spätere  $ae$  relativ größer sein muß als die frühere  $a'e'$ . Nach der Umkehr in  $e$  muß die Kurve  $ex$ , weil noch im Dreieck der Ermüdung verlaufend, sich noch weiter nach der Linie des definitiven Gleichgewichtes  $bO$  verschieben, bis sie diese in  $x$  schneidet und nunmehr in das Dreieck der Erholung kommt, wo sie sich wieder  $bO$ , diesmal aber in der Richtung von unten nach oben annähert und wie oben gegen  $bd$  konvex verläuft.<sup>1)</sup> In  $x$  wird die Kurve  $ee''$

1) W. Weber hat in Pogg. Ann. 54. p. 2. 1841 schon die Erscheinung der elastischen Nachwirkung bei festen Körpern verglichen mit der *scheinbaren* elastischen Nachwirkung, die z. B. komprimierte Gase zeigen durch die sekundären Temperaturänderungen nach der Kompression; er spielte damit auf die adiabatische und isotherme Elastizität an. In der Tat wird die Analogie für einen *Deformationszyklus* zwischen den beiden Erscheinungen höchst auffallend. Die Fig. 7 stellt — ganz analog zur Fig. 6 — einen Deformationszyklus, d. h. eine halbe Schallschwingung im Luft Raum von der Temperatur  $\vartheta_0$  dar. Von  $A$  aus wird die Adiabate  $AB$  durchlaufen (früher die Kurve  $Oa$  rein elastischer Momentankräfte), hier läßt

parallel  $bd$  sein müssen;  $x$  selbst wird je nach dem (gleichförmigen) Tempo auf  $Ob$  wandern und zwar von  $O$  bis  $b$ , während das Tempo vom schnellsten zum langsamsten sich ändert. Es verweilt also die Deformationskurve des Zyklus immer länger im Dreieck der Ermüdung als in dem der Erholung, infolgedessen bleibt für unseren Zyklus am Ende immer ein Rückstand  $Oe'''$  übrig, d. h. die Schleife ist nicht geschlossen. Da dieser Rückstand für eine sofortige Wiederholung etc. (Schwingungen) des ersten Deformationszyklus einen veränderten Anfangszustand bedeutet, so können die sich folgenden Zyklen nicht kongruente Schleifen liefern; sie werden sich aber einer definitiven Grenzform nähern, von der vorausgesagt werden kann, daß sie sich symmetrisch um  $Ob$  (also mit zwei Schnittpunkten  $x$ ) anordnen und zugleich ein Minimum des Flächeninhaltes erreichen wird. Eine weitere naheliegende

man die „Nachwirkung“, d. h. die Temperaturerhöhung  $\vartheta_1$  in ihrem wie früher logarithmischen Verlauf abklingen, dabei sinkt die Elastizität  $p$

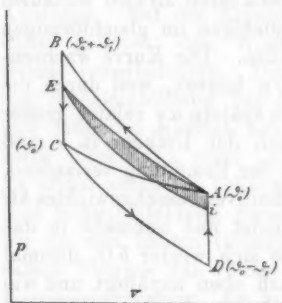


Fig. 7.

auf ihr Minimum bei  $C$ . Auf der Adiabate  $CD$  endlich kehrt man mit ermüdetem elastischen Widerstand zum ursprünglichen Volumen zurück und beobachtet auf dem Wege  $DA$  unter Wärmeabsorption von außen die Erholung der Elastizität auf ihren Ausgangswert. Den Energieverlust stellt wieder die Fläche  $ABCD$  vor; nur erhält diesmal das äußere Medium diese Energie in Form von Leitung oder Strahlung, nicht der deformierte Körper selbst, wie oben. Die schnellen Schallschwingungen in der Luft gehen fast adiabatisch ( $AB A$ ) vor sich, daraus resultiert hier als der eine Grenzfall die Laplacesche

— theoretisch maximale — Geschwindigkeit der Fortpflanzung, zugleich ungedämpfte. Den anderen Grenzfall entweder sehr langsamer Schwingungen — tiefe Töne — oder aber, realisierbarer, in einem stark strahlenden und wärmeleitenden Medium erfolgreicher Schwingungen zeigt der isotherme Zyklus  $ACA$  an. Auch hier ungedämpfte, aber minimale Fortpflanzungsgeschwindigkeit: Newtonscher Wert. Zwischen beiden Fällen liegt die Wirklichkeit: gedämpfte und zwischen dem Laplaceschen und dem Newtonschen Wert der Geschwindigkeit vor sich gehende Ausbreitung der Schallwellen (schraffierte Fläche  $A E i$ ).

Folgerung für gleichförmig durchlaufene Zyklen ist die, daß für ein bestimmtes Tempo die Schleifenfläche, also die Energievergeudung, ein Maximum wird, weil in den beiden Grenzfällen des sehr langsamen und des sehr schnellen Tempos, wie wir oben ausführten, die Fläche verschwindet. Ferner ist es gut, darauf hinzuweisen, daß die Gerade  $Oe$ , die gleichsam Symmetrieachse der Schleife ist und als praktisch verwendbare Mittellinie der beiden Deformationskurven erscheinen könnte, keine fixe Lage hat, sondern mit dem Tempo sich dreht von  $Oa$  nach  $Ob$ .

Dieses sind die Konsequenzen, die aus den bekannten Erscheinungen der elastischen Nachwirkung für einen Deformationszyklus sich ziehen lassen.

Wir möchten indessen hierbei noch eine kurze prinzipielle Bemerkung machen, die die Natur des *Nachwirkungsvorganges* betrifft, im besonderen ob er *reversibel* oder *irreversibel* sei. An dem Zyklus  $ObdO$  hat Helmholtz<sup>1)</sup> den irreversiblen, „reibungähnlichen“ Charakter der Nachwirkung demonstriert, und zweifellos wird in allen Cykeln, deren Schleifenfläche nicht verschwindet, durch den Vorgang der Nachwirkung wegen einer Art innerer Reibung irreversible Wärme produziert. Es scheint uns diese irreversible Wirkung aber nicht notwendig zu dem Vorgang der Nachwirkung (im Gegensatz zur Hysteresis) zu gehören, sondern nur bedingt durch eine unökonomische Führung des Prozesses. In der Tat kann die Energievergeudung gänzlich vermieden werden, es ist nur nötig, den Kräften der Nachwirkung (der Erholung) die gehörige Möglichkeit zu einer Arbeitsleistung zu geben; dies ist geschehen in dem sehr langsam durchlaufenen Zyklus  $Obo$ , der, wie wir dargetan haben, *reversibel* ist. Dieser Zyklus lehrt uns also die bemerkenswerte Tatsache, daß der durchaus besondere Molekularzustand des definitiven elastischen Gleichgewichtes, der durch den zu Ende geführten Nachwirkungsvorgang erreicht wird und der durch die Eigentümlichkeit der langsamen Herstellbarkeit gekennzeichnet ist, ebenso wie der gewöhnliche rein elastische Spannungszustand *potentielle Energie* repräsentiert, daß also z. B. in dem Fall der Längsdehnung durch ein Gewicht auch die Arbeit, die zur Herstellung der kleinen und

1) H. v. Helmholtz, Vorlesungen über d. Theorie der Wärme p. 249

trägen Nachwirkungsdehnungen aufgewandt worden war, bei der Entspannung *völlig* wiedergewonnen werden kann, indem diese kleinen Dehnungen bei ihrem allmählichen Verschwinden (Erholung) imstande sind, das Gewicht zu heben. Die Bedingung für die völlige Wiedergewinnung der aufgewandten Arbeit ist unendlich langsame Deformationsänderung.

Die elastische Nachwirkung der Metallmanometer.

Wir haben oben darauf hingewiesen, daß die Erscheinungen der elastischen Nachwirkung die für Meßzwecke unerläßliche Bedingung einer eindeutigen Beziehung zwischen Deformation (Zeigerstellung) und Kraft (Druck) zu einer unerfüllbaren machen; zur nämlichen Zeigerangabe gehören im allgemeinen verschiedene Drucke, ein gewisses Intervall von Werten, das wir in der Fig. 6 durch die Breite *ab* gekennzeichnet haben. Auf die Größe des gesuchten wahren Druckwertes wirkt strenge genommen die ganze Vorgeschichte der Beanspruchung ein, die unmittelbare Vergangenheit jedoch in überwiegendem Maße.

Die Untersuchung über den *Grad der Konstanz der Angaben nach einer möglichst gleichen unmittelbaren Vorgeschichte* ist offenbar unsere nächste Aufgabe, da von deren Resultat die obere Grenze in der Leistungsfähigkeit dieser Metallmanometer abhängt. Man wird, in Rücksicht auf die praktischen Zwecke, die uns zunächst angehen, eine Erholungszeit während einer Nacht als jene unmittelbare Vorgeschichte zu wählen haben und dann nur die Angaben bei steigendem Druck zunächst vergleichen. Diese Vergleichung ist ferner über eine Gesamtprüfungszeit von über einem Jahr für das Magdeburger Manometer auszudehnen gewesen, damit von vornherein über dauernde Änderungen ein Urteil sich gewinnen läßt; denn offenbar ist es zwecklos, systematische Nachwirkungseinflüsse zu studieren, solange man nicht über eine dauernde Konstanz der Manometerangaben orientiert ist.

Die beiden folgenden Tabellen enthalten die Versuche. Die zu den Zeigerstellungen gehörigen Quecksilberstände am Amagatmanometer sind Mittelwerte aus drei gesonderten Pointierungen. Die Quecksilberhöhen sind auf 15° reduziert, auch ist die Temperaturkorrektion für das Manometer selbst schon

in den angegebenen Höhen berücksichtigt. Die Zeit, in der der Gang bis zu 300 Atm. (gleichförmig) zurückgelegt wurde, betrug ca. 35 Min. beim Magdeburger, ca. 100 Min. beim Genfer Manometer, und war nur durch äußere Rücksichten bestimmt. Die unmittelbare Vorgeschichte (vgl. das Datum) war überall mindestens eine Nacht Ruhepause; die längeren Zwischenzeiten zwischen den Versuchen sind in den Anmerkungen einzeln besprochen.

Das Ergebnis der Tabelle IV findet sich unter  $\Delta$ . Während beim Magdeburger Instrument ein Vergleich der Quecksilberhöhen, d. i. der wahren Drucke über eine ausgedehnte Zeit hin nur sehr kleine und vor allem regellos verteilte Differenzen  $\Delta$  zeigt, so daß aus allen Einzelwerten unbedenklich der Mittelwert  $N$  herzuleiten war, ergeben sich beim Genfer Manometer deutlich *dauernde* und recht beträchtliche Änderungen. Wir haben diese fortschreitenden Änderungen nicht weiter verfolgt, weil im Magdeburger Manometer dieser Mangel schon von vornherein vermieden ist und unsere Zwecke ja vorwiegend praktischer Art sind. Der Grad der Konstanz in den Angaben dieses Instrumentes, der aus der Kolumne  $\Delta$  hervorgeht, kann recht wohl als das eigentliche Maß dafür angesehen werden, inwieweit es sich als Präzisionsmesser bewährt im besten Fall, d. h. wenn der Modus seines Gebrauches die unmittelbare Vorgeschichte berücksichtigt. Wir sind berechtigt anzunehmen, daß für jede beliebige von speziellen Gebrauchsrücksichten bestimmte Art der Benutzung dieses Manometers der oben gefundene Grad der Übereinstimmung in seinen Angaben zu erreichen ist: diese selbst aber werden sich ändern mit dem Gebrauch, und die hier in Betracht kommenden gesetzmäßigen Nachwirkungseinflüsse werden ausführlich behandelt im folgenden. Die regellosen kleinen Differenzen sind wohl mit Sicherheit auf alte Reste von Nachwirkungen elastischer und vielleicht auch thermischer Art zurückzuführen. Wir haben  $\Delta_m = \pm 0,08$  Atm. als mittleren nicht weiter korrigierbaren Fehler in den Angaben unseres Manometers für geregelten gleichen Gebrauch anzusehen, der demnach die *obere Grenze der Meßleistung* darstellt. Wieviel dies in Promille des zu messenden Druckes bedeutet, findet sich in Kolumne 14, Tab. IV. Schon für 180 Atm. ist hier die absolute Genauigkeit erreicht, die das Amagatmanometer verbürgt:  $\pm 0,5$  Promille.

Tabelle IV.  
Magdeburger Manometer, 15°.

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
Zeiger- einstellung	24. VII. 1902	31. X.	3. XI.	4. XI.	5. XI.	7. XI.	7. I. 03	25. II.	20. V.	4. VIII.	N	$\Delta$	$\pm$ %
Atm.	cm Hg											mm Hg	
5	6,42	6,25	6,36	6,28	6,35	6,39	6,41	6,39	6,46	—	6,36	1,1	18
30	35,61	35,52	35,61	35,53	35,56	35,62	35,60	35,67	35,72	35,67	35,61	1,1	2,9
60	71,74	71,72	71,82	71,74	71,74	71,76	71,64	71,54	71,67	71,65	71,70	1,6	1,4
90	107,71	107,64	107,78	107,75	107,73	107,72	107,78	107,76	107,77	107,76	107,74	1,0	0,9
125	149,98	149,89	150,00	149,93	149,90	149,91	150,01	150,02	—	149,91	149,95	0,7	0,7
150	179,97	179,82	179,98	179,88	179,87	179,90	180,05	179,93	179,98	179,99	179,94	1,2	0,6
180	215,97	215,74	215,75	215,65	215,69	215,82	215,87	215,63	—	215,79	215,75	1,2	0,5
210	251,97	251,49	251,52	251,45	251,50	251,58	251,61	251,45	251,47	251,57	251,53	1,0	0,4
240	288,43	288,46	288,40	288,36	288,40	288,36	288,45	288,28	—	288,35	288,39	1,1	0,4
270	324,33	324,34	324,32	324,25	324,32	324,31	324,41	324,50	—	324,31	324,34	1,6	0,3
300	360,89	360,89	361,00	360,89	360,98	360,91	360,86	360,93	360,91	360,87	360,91	0,9	0,3

Mittel  $\Delta_m = 1,1$  mm  
 = 0,08 Atm. Druck  
 im Metallmanometer

Bemerkungen: Zwischen 2 und 3 dreimonatlicher Niegebrauch, zwischen 7 und 9 geringer anderweitiger Gebrauch, zwischen 9 und 11 häufige Benutzung. N, „der Normalversuch“, gibt die Mittelwerte von 2—11.  $\Delta$  enthält die größten in 2—11 vorkommenden Differenzen von N.

Tabelle V.

Genfer Manometer, 18°.

1 Zeiger- einstellung	2 20. V.	3 22. V.	4 24. V.	5 5. VI.	6 6. VI.	7 9. VI.	8 1. VIII.
Atm.	cm Hg						
10	—	—	14,25	14,27	14,61	14,82	14,23
30	37,29	—	37,67	37,98	—	37,84	37,68
55	69,38	—	69,82	69,73	—	69,92	69,95
80	99,32	—	99,57	—	99,53	99,92	—
105	—	130,72	130,78	131,13	—	131,19	131,14
130	—	—	161,12	—	—	161,25	—
135	167,83	—	—	—	167,88	—	—
155	193,78	193,59	193,48	193,74	—	193,51	193,73
180	225,01	—	224,76	—	—	224,67	—
205	255,78	255,47	255,47	255,81	—	254,95	255,30
230	—	—	286,48	—	—	286,09	—
235	293,13	—	—	—	292,07	—	—
255	318,67	—	318,70	318,03	—	317,76	318,01
280	350,07	—	349,76	—	349,10	349,16	348,90
295	368,87	368,47	368,39	367,83	367,95	368,03	367,51

Bemerkung zu Tabelle V: Zwischen den einzelnen Versuchen 2 bis 7 war das Manometer vielfach in Gebrauch; dagegen gar nicht von 7 bis 8.

#### Gesetzmäßige Nachwirkungen bei typischen Gebrauchsweisen des Manometers.

In Tab. IV wurden die Deformationskurven nur für steigenden Druck und für ein gewisses Tempo der Drucksteigerung miteinander verglichen. Auch diese hatte die Nachwirkung schon beeinflußt, indem statt der rein elastischen Kurve *Oa* (Fig. 6) durch beginnende Ermüdung der elastischen Kräfte z. B. die Kurve *Oe* beschrieben wurde. Um nun mit einem Male das größtmögliche Intervall dieser Druckdifferenzen zu erhalten, realisieren wir den Zyklus *OabcdO*, der nach früherem den Rahmen für alle möglichen Deformationskurven bildet. Es wurde also möglichst schnell der Druck z. B. auf den Skalenteil 300 Atm. am Federmanometer gebracht, um den Punkt *a* des größten elastischen Widerstandes zu erreichen, dann diese Deformation konstant gehalten und der Ablauf der Druckermüdung *aeb* mit



dem Amagatmanometer während 45 Stunden verfolgt. Endlich wurde möglichst schnell auf irgend einen Druck entspannt und dort die allmähliche Erholung in Richtung  $c'b'$  abgewartet. So konnte in mehreren Zwischenlagen die Breite  $ab$  des Rechtecks bestimmt werden, eben die gesuchte maximale Nachwirkung. Weil die Nachwirkung in der ersten Zeit nach plötzlicher Deformation am schnellsten verläuft, so war die größtmögliche Geschwindigkeit in der Druckherstellung geboten, die überhaupt die Bedienung der Pumpe und des Amagatmanometers zuläßt. Um hierbei Fehler in der Temperaturbestimmung der plötzlich sich erhebenden Quecksilbersäule und hauptsächlich Versäumnis durch die Bedienung der Ölersatzpumpe zu vermeiden, ist der Kunstgriff unerläßlich, die angenäherte Quecksilberhöhe schon einige Zeit *vor* der Druckerrhöhung durch die Ölersatzpumpe herzustellen (wobei der Druck der Säule durch die Festigkeit der oberen Teile des Amagatmanometers getragen wird). Bei der Entspannung verfährt man ebenso, nur muß hier durch den Abschlußhahn zwischen Feder- und Amagatmanometer letzteres für sich abgeschaltet sein.

Hiernach ergab sich für die dauernde Zeigereinstellung von 300 Atm. folgende Druckermüdung am Amagatmanometer:

Zeit nach Anfang der Druckerhöhung	Quecksilberstand
1 Min.	361,27 cm
14 „	360,87 „
2 $\frac{1}{3}$ Stunden	360,57 „
45 „	360,26 „

Die Differenz von 10,1 mm Hg = 0,8 Atmosphären bedeutet also die *maximale Druckdifferenz*, welche das Magdeburger Manometer *trotz gleicher Zeigerstellung* durch Nachwirkung aufweisen kann. Für die Zwischendrucke 210, 150 und 90 Atm. ergab sich annähernd die gleiche Differenz: 11,2, 9,7, 9,6 mm Hg, wie es der Parallelismus von  $Oa$  und  $bd$  zeigt (Fig. 6). Der Verlauf der Nachwirkung selbst (vorläufig nur für steigenden Druck), kann nun nach folgender Vorschrift mit wünschenswerter Genauigkeit gefunden werden. Für 300 Atm. gibt die Kurve  $abc$  in Fig. 8a die oben ge-



fundene Druckermüdung mit der Zeit an;  $df$  soll die Fehlerbreite  $\pm 0,08$  Atm. der Kurve  $abc$  vorstellen (vgl. p. 937). In Rücksicht auf deren nicht unbedeutende Größe im Vergleich zu der Druckermüdung  $bc$ , die praktisch höchstens in Frage kommt (weil in den ersten Minuten nach Druckänderungen die Kompressionswärme etc. stört), kann in erster Annäherung angenommen werden, daß die in einer gewissen Zeit durch Dauerdruck auf 300 Atm. bewirkte Ermüdung nach plötzlicher Deformation, wie sie Fig. 8a darstellt, gerade zur Hälfte erreicht wird dann, wenn innerhalb der gleichen Zeit die Drucksteigerung von 0 auf 300 Atm. gerade vollzogen ist, weil der

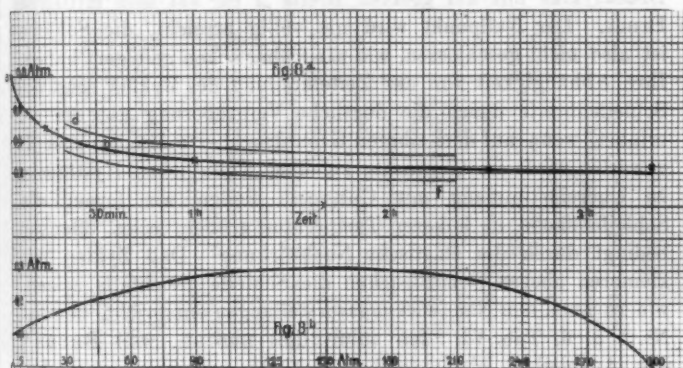


Fig. 8a u. 8b.

Druck während derselben Zeitdauer auf einer im Mittel nur halben Deformation „nachgewirkt“ hat. Zugrunde zu legen für die Kurve  $abc$  ist der Normalversuch  $N$  p. 938 mit dem Tempo von 35 Min. in der Drucksteigerung von 0 auf 300 Atm.

Für Drucke kleiner als 300 Atm. ist das gleiche Verfahren unter einfacher Proportionalität anzuwenden. Somit ist die Deformationskurve für *steigenden* Druck mit genügender Schärfe festgelegt: betragen doch diese Nachwirkungskorrekturen für alle praktisch vorkommenden Gebrauchsweisen im höchsten Fall das Drei- bis Vierfache der gar nicht vermeidbaren Fehler aus der allgemeinen Inkonzanz, ja verschwinden für geringere Drucke ganz diesem Fehler gegenüber.

Wir können jetzt die Frage nach der Deformationskurve für *fallenden* Druck in ihrer Abhängigkeit vom Tempo so erledigen, daß wir sie mit der soeben bestimmten Kurve für steigenden Druck vergleichen, indem wir den praktisch wichtigen *einfachen Deformationszyklus* realisieren und die Druckdifferenzen angeben, die in beiden Fällen zur gleichen Zeigerstellung gehören.

Die Versuchsergebnisse für die beiden Manometer sind in den Tab. VI und VII p. 943 und 944 enthalten.

Beide Tabellen (VI und VII) zeigen übereinstimmend die typische Schleife der Deformationskurven für den einfachen Druckzyklus mit der größten Breite  $\Delta$  ca. auf dem mittleren Druck. Der Nullpunkt wird nie völlig erreicht, die Schleife ist also nicht geschlossen, wie wir früher schon gefolgert haben. Ihre Abhängigkeit von der Zeiteinteilung des Zyklus zeigt die Schleifenbreite durch die deutliche Vergrößerung an, die sie erfährt, wenn auf dem oberen Grenzdruck eine längere Zeit ( $T$ ) gewartet wird: im Gegensatz zu einer eigentlichen Hysteresis. In Übereinstimmung mit Cantone finden wir ferner die Schleifenfläche in höherer Temperatur größer, alles offenbar bedingt durch die elastische Nachwirkung. Daß Zyklen mit kleineren oberen Grenzdrucken die Schleife gleichfalls zeigen, wie es auch den Nachwirkungsvorstellungen entspricht, beweist Nr. 5 u. 6, Tab. VI. Ich führe dies nur an, weil Barus<sup>1)</sup> das Ausbleiben einer solchen Schleife unterhalb eines bestimmten oberen Druckes beobachtet haben will: zugunsten seiner Hypothese, daß diese „Hysteresis“ durch eine Druckeinwirkung auf das chemische Gleichgewicht der Bourdonröhre bedingt sei.

Ein Vergleich der Größe der maximalen Schleifenbreite ergibt für

das Bourdoninstrument von	Barus	pro Zyklus bis	500 Atm.	ca.	6 Atm.
„	„	„	1000	„	50
unser	„	Genf	300	„	1,1
„	„	„ Magdeburg	300	„	0,3
Instrumente, in der Reichsanstalt geprüft, pro Zyklus bis 300 Atm.					
ca. 0,8—0,6 Atm.					

1) C. Barus, Phil. Mag. 31. p. 403. 1891.

Magdeburger Manometer. 190 210 240 270 300 Atm.

MAGDEBURGER MANOMETER.

Zeigerstellung	5	30	60	90	125	150	180	210	240	270	300 Atm.
Nr. 1. $T = 0$ Min.											
Steigender Druck	cm Hg 6,28	cm Hg 35,53	cm Hg 71,74	cm Hg 107,75	cm Hg 149,98	cm Hg 179,88	cm Hg 215,65	cm Hg 251,45	cm Hg 288,36	cm Hg 324,25	cm Hg 360,89
Fallender "	6,20	35,33	71,40	107,30	—	179,51	215,35	251,17	288,07	—	—
$\Delta$ cm	0,08	0,20	0,34	0,45	—	0,37	0,30	0,28	0,29	—	—
Nr. 2. $T = 210$ Min.											
Steigender Druck	6,36	35,61	71,82	107,78	150,00	179,98	215,75	251,52	288,40	324,32	361,00
Fallender "	5,92	35,17	71,19	107,26	149,85	179,43	215,28	251,05	287,94	323,96	360,68
$\Delta$ cm	0,44	0,44	0,63	0,52	0,65	0,55	0,47	0,47	0,46	0,36	0,32
Nr. 3. $T = 200$ Min. (Überschreitung auf 310 Atm.)											
Steigender Druck	6,29	35,62	71,76	107,72	149,91	179,90	215,82	251,58	288,36	324,31	360,91
Fallender "	5,97	35,12	71,13	107,07	149,22	179,07	214,92	250,89	287,85	323,82	—
$\Delta$ cm	0,32	0,50	0,63	0,65	0,69	0,83	0,90	0,69	0,51	0,49	—
Nr. 4. $T = 14$ Stunden.											
Steigender Druck	6,46	35,72	71,67	107,77	—	179,98	—	251,47	—	—	360,91
Fallender "	5,85	35,14	71,00	106,93	—	179,15	—	250,88	—	—	360,51
$\Delta$ cm	0,61	0,58	0,67	0,84	—	0,83	—	0,59	—	—	0,40
Nr. 5. $T = 0$ Min.											
Steigender Druck	6,45	35,74	71,87	—	150,10	—	215,97	—	288,51: Umkehr	—	—
Fallender "	—	35,67	71,75	—	149,90	—	215,78	—	—	—	—
$\Delta$ cm	—	0,07	0,12	—	0,20	—	0,19	—	—	—	—
Nr. 6. $T = 5$ Stunden.											
Steigender Druck	6,63	35,83	72,01	108,08: Umkehr	—	—	—	—	—	—	—
Fallender "	6,52	35,72	71,93	—	—	—	—	—	—	—	—
$\Delta$ cm	0,11	0,11	0,08	—	—	—	—	—	—	—	—

Das Tempo war in allen Versuchen das gebräuchliche von ca. 35 Min. für den halben Zyklus.  $T$  bedeutet die Druckdauer auf dem Umkehrpunkt des Zyklus.

Tabelle VII.  
Genfer Manometer.

Zeigerstellung	10	30	55	80	105	130	155	180	205	230	255	295 Atm.
Nr. 1. Manometertemperatur 36°. T = 200 Min.												
Steigender Druck	15,12	38,13	70,09	99,67	130,81	160,68	192,67	223,51	253,81	284,47	315,76	365,40
Fallender	14,61	37,25	68,79	98,43	129,13	159,04	190,82	221,68	252,06	282,87	314,68	—
$\Delta$ cm	0,51	0,88	1,30	1,24	1,68	1,64	1,85	1,83	1,75	1,60	1,08	—
Nr. 2. Manometertemperatur 18°. T = 190 Min.												
Steigender Druck	14,82	37,84	69,92	99,92	131,19	161,25	193,51	224,67	254,95	286,00	317,76	368,03
Fallender	14,22	37,11	68,94	98,80	129,81	160,13	192,18	223,30	253,75	285,00	317,16	—
$\Delta$ cm	0,60	0,73	0,98	1,12	1,38	1,12	1,33	1,37	1,20	1,09	0,60	—
Nr. 3. Manometertemperatur 18,5°. T = 17 Min.												
Steigender Druck	14,26	37,70	69,96	—	131,14	—	193,72	—	255,27	—	317,96	367,43
Fallender	13,94	37,26	69,80	—	129,85	—	192,40	—	253,97	—	317,86	—
$\Delta$ cm	0,32	0,44	0,66	—	1,29	—	1,32	—	1,30	—	0,60	—

Das Tempo, in welchem der ganze Zyklus hier durchlaufen wurde, exklusive der Dauerdruzeit T auf 295 Atm., betrug bez. bei Nr. 1, 2, 3: 140, 240, 120 Min.

Im folgenden haben wir noch die theoretisch und praktisch wichtige Frage nach der *Abhängigkeit der Schleife vom* (gleichförmigen) *Tempo* des Zyklus genauer untersucht. Wir hatten früher für die beiden Grenzfälle des Tempos, sehr schnelles und sehr langsames, die Koinzidenz beider Deformationskurven gefolgert, also verschwindende Schleifenbreiten. Es ist nun von Interesse zu wissen, welchem der Grenzfälle der praktische Manometergebrauch nahe kommt, und wie weit wir uns im Experiment beiden Grenzfällen nähern können.

Um die äußerste *Schnelligkeit* im Tempo zu erreichen, kann nur ein Punkt der Schleife, zweckmäßig der größter Breite bei ca. 150 Atm., untersucht werden. Dabei bedienen wir uns wieder des bereits erörterten Kunstgriffes, die Quecksilbersäule schon genügende Zeit vor dem Versuch angenähert auf den beabsichtigten Druck einzustellen. Der nun rasch auf 300 Atm. gesteigerte und sofort wieder verminderte Druck wird dann nur bei 150 Atm. mit dem Steigrohr des Amagatmanometers in Verbindung gesetzt, sonst bleibt dieses durch einen Hahn abgeschaltet. So konnte der ganze Zyklus in ca.  $1\frac{1}{2}$  Min. durchlaufen werden, so daß die Zwischenzeit der zwei Ablesungen weniger als 1 Min. betrug. Die folgende Tabelle enthält die Resultate unter Vorwegnahme des Versuches für sehr langsames Tempo.

Tabelle VIII.

Magdeburger Manometer Zeigerstellung 150 kg/qcm				Genfer Manometer Zeigerstellung 155 Atm.			
Steigender Druck cm Hg	Fallender Druck cm Hg	Diff. Atm.	Tempo	Steigender Druck cm Hg	Fallender Druck cm Hg	Diff. Atm.	Tempo
179,89	179,68	0,17	1,5 Min.	193,50	192,82	0,95	3 Min.
Frühere Versuche		0,33	70 "	Früherer Versuch		1,07	120 "
Späterer Versuch <sup>1)</sup>		0,25	12 Std.				

Eine 40fache Beschleunigung des Tempos gegen das der früheren Versuche bewirkt also in der Tat eine Verkleinerung der größten Schleifenbreite auf die Hälfte beim Magdeburger

1) Vgl. p. 948.

Instrument, während eine solche beim Genfer Manometer kaum mit Sicherheit nachzuweisen war, offenbar weil das schnellste Tempo noch zu langsam ist, um die Nachwirkung auszuschließen.

Da die wirklich vorkommenden praktischen Verwendungsweisen mehr nach der Seite des *langsamen Tempos* liegen, so wurde noch folgender Druckzyklus ausgeführt, bei dem auf drei Drucken, steigend und fallend, längere Stationen eintraten: bei 90, 210 und 300 Atm.

Tabelle IX.  
Magdeburger Manometer.

Zeiger- stellung  Atm.	Versuch I. 28.—30./V. 1903		Versuch II. 2./VI. 1903
	Steigender Druck cm Hg	Fallender Druck cm Hg	Fallender Druck cm Hg
5	—	—	6,02
30	35,66	35,34	35,06
60	71,57	71,21	71,07
90	107,83	—	Nach 68 <sup>b</sup> 107,22
90	Nach 3 <sup>b</sup> 107,78	—	„ 21 107,19
90	„ 22 107,43	Nach 15 <sup>b</sup> 107,45	„ 1 107,11
90	—	—	„ 15 <sup>m</sup> 107,05
90	—	↑ 107,06	↑ 106,89
125	149,77	149,29	149,01
150	180,01	179,39	179,15
180	↓ 215,75	215,21	215,03
210	251,49	Nach 2 <sup>b</sup> 251,06	Nach 21 <sup>b</sup> 250,84
210	Nach 4 <sup>b</sup> 251,21	250,96	250,64
240	288,09	287,81	287,38
270	324,24	324,02	323,42
300	360,75	360,63	360,24
		Nach 1 <sup>b</sup> 40 <sup>m</sup>	Nach 45 <sup>b</sup> Dauerdruck

In der vorstehenden Tab. IX sehen wir deutlich, wie auf den Stationen des Druckes, und zwar bei steigendem die ermüdende, bei fallendem die erholende Nachwirkung das definitive Gleichgewicht zu erreichen sucht; wirklich erreicht wurde es, wie es scheint, von beiden Seiten nur bei 90 Atm. im Versuch I. Hier verschwände also die Schleifenbreite voll-

kommen und die Existenz einer eigentlichen Hysteresis wäre damit direkt widerlegt. Doch wollen wir auf die Beweiskraft dieser einzigen Beobachtung nicht ausschlaggebendes Gewicht legen.

Anschaulich stellt die Fig. 9 einen Zyklus nach Art von Versuch I dar, wenn als Aufenthaltszeit auf den drei Stationen gleichmäßig 1 Stunde gewählt wird, so daß also der ganze Zyklus in 6 Stunden vollendet ist. Die ausgezogene gebrochene Kurve bezeichnet den wirklichen Gang des Druckes, wie er sich aus meinen Beobachtungen ergibt; die gestrichelte, wie der Druck ebenfalls beobachtungsgemäß verläuft, wenn die Druckänderung im gleichen Tempo wie zuvor aber ohne Stationen durchgeführt wird mit Ausnahme von 300 Atm., wo dieselbe Ermüdung  $f$  wie vorhin abzuwarten ist. Die punktierte Kurve endlich gibt den Zyklus, der in *gleichförmigem* Tempo dieselben Drucke erreichen würde, die der ausgezogen gezeichnete am Ende der Stationen erreicht; sein Tempo würde ca. 12 Stunden sein.

Charakteristisch ist der Verlauf der Deformationskurven gleich nach den Stationen beim ersten Weiterdeformieren, bei  $i'i''i'''$ . Hier läuft die Kurve nicht parallel der gestrichelten weiter, mit der sie doch gleiches Tempo in der Druckänderung hat, sondern sucht diese wie eine Enveloppe zu gewinnen. Dieser steilere Verlauf bedeutet aber, daß an jenen Strecken zur gleichen Deformationsänderung eine grö-

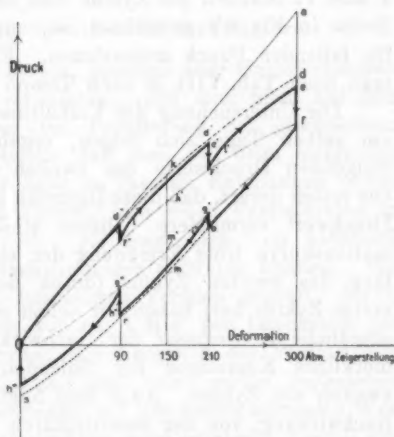


Fig. 9.

ßere Kraftänderung nötig, also ein größerer elastischer Widerstand vorhanden ist, obwohl diese Strecken gerade auf Punkte größter Ermüdung der elastischen Kräfte folgen. Das ist indes nur scheinbar paradox. Denn je weiter die elastische Ermüdung bereits fortgeschritten ist, um so weniger kann sie beim Weiter-



deformieren sich geltend machen, um so mehr folgt also die Kurve der steilen Richtung  $Oa$  der rein elastischen Kräfte.

Die quantitativen Verhältnisse zu dem gezeichneten langsamen Zyklus ergeben für die Nachwirkungen  $d'f'' = o g' = 0,08$ , für  $d'f' = r g'' = 0,17$ , für  $df = 0,25$  Atm. Da  $km = 0,50$  Atm., so bleibt für die größte Schleifenbreite  $k'm'$  des im gleichförmigen 12stündigen Tempo durchlaufenen Zyklus ca. 0,25 Atm. (vgl. Tab. VIII).

Damit haben wir entsprechend unseren Folgerungen auch für das sehr langsame, wie schon für das sehr schnelle Tempo eine Verminderung der Schleifenbreite gegenüber der bei mittlerem Tempo festgestellt. Für unsere *praktischen* Zwecke der Druckmessung indessen ist diese Veränderlichkeit der Schleife je nach dem Tempo so gering im Vergleich zur allgemeinen Fehlerbreite ( $\pm 0,08$  Atm.) der Deformationskurven selbst, daß es gerechtfertigt ist, für die gebräuchlichen Tempi zwischen 1 und 12 Stunden pro Zyklus eine *fixe* mittlere Schleife, deren Breite in Fig. 8b gezeichnet ist, zur Feststellung der Werte für fallenden Druck anzunehmen. Für letzte Feinheiten mag man nach Tab. VIII je nach Tempo interpolieren.

Die Untersuchung der Verhältnisse, wenn mehrere Zyklen am selben Tage sich folgen, ergab 1. eine Depression der steigenden Druckwerte des zweiten Zyklus gegenüber denen des ersten derart, daß diese Depressionen sich gegen den obersten Druckwert vermindern. Diesen steileren Verlauf der Deformationskurve trotz Ermüdung der elastischen Kräfte am Anfang des zweiten Zyklus (durch den Deformationsrest vom ersten Zyklus her) haben wir schon soeben p. 947 als eine verständliche Konsequenz der Nachwirkung besprochen; 2. eine merkliche Koinzidenz der fallenden Druckwerte im ersten, zweiten etc. Zyklus. Auch dies folgt aus der Eigenschaft der Nachwirkung, von der unmittelbaren Vorgeschichte der Deformation am meisten beeinflußt zu werden. Denn in allen Zyklen, also auch schon im ersten, haben fallende Drucke immer steigende zur unmittelbaren Vorgeschichte, im Gegensatz zu den steigenden Drucken, welche beim ersten Zyklus auf gar keine vorherige Beanspruchung folgen und also vom definitiven elastischen Gleichgewicht ausgehen, bei allen folgenden Zyklen aber einen Zyklus (bez. mehrere) bereits zur Vergangenheit



haben. In Übereinstimmung mit unseren früheren Überlegungen p. 934 finden wir also für den zweiten Zyklus (und die folgenden) eine Verkleinerung der Schleifenbreite (Energievergeudung) und zwar rein aus Gründen der Nachwirkung, nicht der elastischen Akkommodation, welche ein viel weniger bestimmtes Phänomen zu sein scheint. Wie äußerst gering diese Breite in aufeinander folgenden Zyklen wird, mögen folgende Beobachtungen zeigen, die im schnellsten Tempo für die Zeigerstellung der größten Schleifenbreite (150 Atm.) angestellt sind.

Magdeburger Manometer.

Steigender Druck	Fallender Druck	Steigender Druck	Fallender Druck	Steigender Druck
179,89 cm Hg	179,68 cm Hg	179,66 cm Hg	179,64 cm Hg	179,69 cm Hg

Dieses fast völlige Verschwinden der Schleifenfläche beweist auf neue die Nichtexistenz einer eigentlichen Hysteresis.

Anomale Gebrauchsweisen des Manometers.

Absicht in gewissen Fällen, meistens aber Unvorsichtigkeit und Zufälle können es veranlassen, daß man nicht auf dem erörterten typischen Weg zur Pointierung des gewünschten Skalenteiles kommt, sondern daß man ihn beim steigenden Druck überschreitet oder beim zu raschen Entspannen unterschreitet und dann zurückkehrt, also einen Partialzyklus zu durchlaufen gezwungen ist. Es fragt sich, ob hierdurch nennenswerte störende Nachwirkungen auftreten können. Wir haben das durch einen besonderen Versuch geprüft, der in dem gewöhnlichen Tempo von ca. 1 Min. pro Druckstufe von 30 Atm. durchlaufen wurde. Ein Vergleich der Partialzyklen lehrt, daß *kleine* (bis 5 Atm.) und *sofort wieder aufgehobene Überschreitungen* völlig *einflußlos* auf den ersten normalen Wert bleiben. Bei großen Partialzyklen indes erscheint überall eine Schleife wieder. — Diese Partialschleifen können nun eine in bezug auf die *Energiebedeutung* interessante Umkehrung ihrer sie begrenzenden Deformationskurven zeigen; indem die Kurve für steigenden Druck auch unterhalb der für fallenden verlaufen kann und die — freilich nicht geschlossene — Schleifenfläche somit einen irgendwie bedingten *Energiegewinn* anzuzeigen scheint.

Dieses bei Partialzyklen wirklicher Hysteresis unmögliche Verhalten wird aufgeklärt dadurch, daß der steigende Druck in diesen Fällen zeitlich später als der fallende stattfindet. Denn die während dieser Zeit verlaufende Nachwirkung nähert die spätere

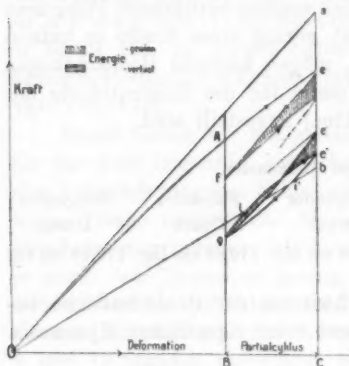


Fig. 10.

Kurve immer den Orten des definitiven elastischen Gleichgewichtes; im Dreieck der Ermüdung  $Oab$  wird also die spätere Kurve steigenden Druckes unterhalb des früheren fallenden Druckes verlaufen, wie umgekehrt im Dreieck der Erholung die spätere Kurve fallenden Druckes oberhalb der früheren steigenden Druckes verlaufen muß. Der in der Fig. 10 durch die schraffierten || Flächen im Dreieck der Ermüdung gezeichnete Energie„gewinn“ hat seine Quelle in der Deformationsarbeit  $ABCe$ , die vorher gegen die elastischen Kräfte zu leisten war; da diese endlich ist, so kann auch durch fortdauernde Wiederholung des partiellen Deformationszyklus dieser Energiegewinn nicht fortauern, er wird vielmehr für jeden folgenden Zyklus kleiner und muß allmählich durch algebraisch Null (Zyklus  $e'gie'$ ) in die richtige stationäre Schleife  $e'i'gie'$  übergehen, wo die Deformationskurven sich wieder der Lage nach vertauscht haben und jetzt dauernd mit jedem Zyklus ein Energieverlust wiederum stattfindet. Diese geschlossene Schleife verläuft dann symmetrisch zur Linie  $i'ib$  des definitiven elastischen Gleichgewichtes halb im Dreieck der Ermüdung, halb in dem der Erholung, wie wir früher p. 934 für den ganzen Zyklus schon auseinander-gesetzt haben.

Überschreitungen der höchst zulässigen Druckgrenze des Manometers, wie sie uns einmal (vgl. Tab. VI, 3) zustieß, scheinen große Nachwirkungen zur Folge zu haben und sind deshalb zu vermeiden.

## III. Die absolute Eichung der Manometer.

Da alle unsere Betrachtungen über die korrigierbaren gesetzmäßigen Einflüsse der Nachwirkung beim Magdeburger Manometer den Normalversuch *N* (Tab. IV) zugrunde legen mußten, dieser auch am ehesten nachkontrolliert werden kann, so ist es konsequent, dessen Werte auch für die absolute Eichung zu verwenden. Für das Genfer Instrument waren die letzten Versuche (vgl. Tab. V) maßgebend.

Tabelle X.

Magdeburger Manometer, 15°.			Genfer Manometer, 18°.		
Nomineller Druckwert kg/qcm	Wirklicher Druckwert kg/qcm	Differenz $\Delta$ kg/qcm	Nomineller Druckwert Atm.	Wirklicher Druckwert Atm.	Differenz $\Delta$ Atm.
5	4,56	-0,44	10	10,76	+0,76
30	29,00	-1,00	30	29,74	-0,26
60	59,16	-0,84	55	55,84	+0,84
90	89,27	-0,73	105	105,37	+0,37
125	124,54	-0,46	130	129,66	-0,34
150	149,60	-0,40	155	155,92	+0,92
180	179,51	-0,49	180	180,94	+0,94
210	209,41	-0,59	205	205,70	+0,70
240	240,21	+0,21	230	230,60	+0,60
270	270,25	+0,25	255	256,42	+1,42
300	300,80	+0,80	280	281,41	+1,41
			295	296,46	+1,46

In Rücksicht auf die mögliche Fehlergröße unserer absoluten Druckwerte von  $\pm 0,5$  Promille des betreffenden Druckes und auf die störenden Nachwirkungen, die, wenn man sie als „Fehler“ rechnen will, beim Magdeburger Manometer ca.  $\pm 0,2$  Atm. betragen, können die Eichfehler  $\Delta$  der Fabrik (vgl. Tab. X) als nicht allzu erheblich bezeichnet werden. Unsere Eichung bezieht sich auf die übliche Aufstellung der Manometer am Gestell der Druckpumpe, in der sie ja meistens verwandt werden. Bei ihrer Veränderung ist die hydrostatische Niveaudifferenz gegen diese Lage in Rechnung zu ziehen.

Der Versuch, durch eine *Ausmessung der Skala* des Magdeburger Manometers ein inneres Kriterium womöglich für die Richtigkeit unserer Eichung zu gewinnen, wonach eine ein-

fachere Abhängigkeit zwischen Winkelweg des Zeigers und den von uns bestimmten Druckwerten zu erwarten wäre, als es die war, welche sich für die nominellen Werte ergab, scheiterte an der Zeigerübertragungsmechanik, welche die hierbei vorauszusetzende direkte Beziehung zwischen Biegung der Bourdonröhre — beobachtet z. B. mittels Mikroskop oder Spiegelablesung — und Druck erheblich stört.

Diese Übertragungsfehler können bis zu 0,5 Atm. ausmachen. Besonders in Rücksicht auf diese Größe scheint mir die Konstanz der Angaben des Magdeburger Instrumentes auf  $\pm 0,08$  Atm. eine vorzügliche zu sein. Andererseits folgt, daß eine Schätzung eines Interpolationswertes zwischen geprüften Skalenteilen, auch wenn sie nach richtigem Augenmaß geschieht, doch mit Fehlern von  $\pm 0,25$  Atm. rechnen muß und für Präzisionsmessungen demnach die pointierten Skalenteile selbst festzuhalten sind.

#### Zusammenfassung der Ergebnisse.

1. Die angewandte und ausführlich begründete experimentelle Bestimmung der funktionellen Druckflächen des *Amagatmanometers* erlaubte es, dessen absolute Angaben auf  $\pm 0,5$  Promille zu verbürgen. Seine Empfindlichkeit war  $\pm 0,025$  Atm.

2. Das mit diesem Normalmanometer untersuchte *Magdeburger Federmanometer* gestattete in seinem ganzen Druckbereich unter gleichen Gebrauchsbedingungen überall eine Konstanz seiner Angaben auf  $\pm 0,08$  Atm. Der eigentümliche und nicht unbeträchtliche Einfluß der Temperatur ließ sich mit Sicherheit ermitteln und ebenso erwies die elastische Nachwirkung sich für typische Gebrauchsweisen des Manometers als gesetzmäßig und kann demnach auf Grund der gewonnenen empirischen Daten hinlänglich genau berücksichtigt werden. Die Reste von Fehlern hieraus sind mit  $\pm 0,03$  Atm. genügend hoch geschätzt.  $\pm 0,11$  Atm. als möglicher Fehler ist also die Grenze der Genauigkeit, deren unser Manometer fähig ist. Verzichtet man auf die Korrekturen der elastischen Nachwirkung, so kann für die gewöhnlichen Verwendungsweisen die Fehlerbreite  $\pm 0,2$  Atm. gelten. Nur in Ausnahmefällen kann diese auf  $\pm 0,5$  Atm. ansteigen, den Maximalwert der Nachwirkung

welcher nur durch extreme und besonders darauf zielende Versuche erreicht wurde.

3. Das *Genfer Instrument* (von Bourdon, Paris) zeigte qualitativ überall ein gleiches Verhalten. Aber sowohl die zeitlich fortschreitende Änderung seiner Angaben, als auch die Größe seiner Temperatur- und Nachwirkungskorrekturen, welche sich auf das Zwei- bis Vierfache gegenüber dem anderen Manometer belaufen, sowie seine Zeigermängel machen es zu Präzisionsmessungen viel weniger tauglich. Man kann seine möglichen Fehler auf  $\pm 0,5$  Proz. seiner von uns geeichten Angaben schätzen.

4. Bezüglich der Erklärungsweise der vielgestaltigen Erscheinungen an elastischen Deformationszyklen haben wir die bekannten Gesetze der *elastischen Nachwirkung* als die bedingenden Faktoren überall wieder erkannt und eine eigentliche *Hysteresis* als eine zur Erklärung weder notwendige, noch als wahrscheinlich existierende elastische Eigenschaft hingestellt.

München, Physik. Inst. d. Univ., September 1903.

(Eingegangen 2. September 1904.)

**3. Die Abraham-Lemoinesche Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle und ihre Anwendung zur Bestimmung der Richtung und Geschwindigkeit der Entladung in Entladungsröhren;<sup>1)</sup> von John James.**

Teil I.

**Die Abraham-Lemoinesche Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle.**

In den Annales de Chimie et de Physique<sup>2)</sup> vom Juni 1900 beschreiben die Herren Abraham und Lemoine unter dem Titel: „*Nouvelle methode de mesure de durées infinitésimales. Analyse de la disparition des phénomènes electrooptiques*“ eine neue Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle. In dieser schönen Arbeit zeigen sie, wie in manchen Fällen ein sehr kleines Zeitintervall durch die Länge des während dieser Zeit vom Licht zurückgelegten Weges gemessen werden kann, und finden, daß man auf diese Weise Zeitdauern von  $\frac{1}{100\,000\,000}$  Sek. bestimmen kann. Ihre Methode wenden sie zur Untersuchung zweier Erscheinungen an, nämlich 1. zur Messung der Dauer der Drehung der Polarisationssebene im Magnetfeld in Schwefelkohlenstoff und 2. des Kerrschen Phänomens der Doppelbrechung von Schwefelkohlenstoff im elektrischen Felde. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß wahrscheinlich beide Erscheinungen ohne Verzögerung den Änderungen des elektrischen Feldes folgen.

Auf Veranlassung von Hrn. Prof. Dr. E. Wiedemann habe ich die Versuchsanordnung der Herren Abraham und

1) Auszug aus einer Erlanger Doktordissertation; vgl. auch Sitzungsberichte der Physikal.-medizinischen Sozietät in Erlangen. Heft 36. 1904.

Daß die Untersuchungen zu einem Abschluß gebracht werden konnten, war durch die frühere Bewilligung von Mitteln aus dem um die Förderung der Wissenschaft so hochverdienten Elisabeth Thompson-Fond zur Anschaffung einer großen Influenzmaschine ermöglicht.

2) H. Abraham u. J. Lemoine, Ann. Chim. et Phys. 20. p. 264. 1900.

Lemoine so umgeändert, daß sie in jedem Laboratorium leicht angewandt werden kann, und nachdem mir dies gelungen, die Richtung und Geschwindigkeit der Entladung in Entladungsröhren zu messen gesucht, um zu ermitteln, ob ich nach dieser ganz abweichenden Methode dieselben Resultate erhalten würde, wie Hr. Prof. J. J. Thomson.<sup>1)</sup> In einem vorausgehenden theoretischen Teil wird ferner die von den Herren Abraham und Lemoine entwickelte Theorie, welche in ihrer ursprünglichen Fassung mit meinen Beobachtungen nicht übereinstimmte, erweitert und in dieser vollkommeneren Form geprüft.

#### Die Methode von Abraham und Lemoine.

Die Versuchsanordnung von Abraham und Lemoine ist aus Fig. 1 ersichtlich. Sie gibt den horizontalen Durchschnitt durch den vom Licht zurückgelegten Weg.

Die Enden  $PP'$  einer Elektrizitätsquelle (Induktorium) sind verbunden 1. mit der Funkenstrecke  $E$ , welche aus zwei gut polierten Messingkugeln von 7 mm Durchmesser besteht, und 2. mit dem Kondensator  $K$ . Der letztere, welcher eine Kerrsche Zelle darstellt, besteht aus zwei rechtwinkligen, vertikal stehenden Messingplatten, die in Schwefelkohlenstoff tauchen. Da ich im folgenden ausführlich die Form des von mir benutzten Kondensators, welcher im Prinzip nicht von dem von Abraham und Lemoine benutzten abweicht, beschreiben werde, und es zum Verständnis der Methode auf Einzelheiten nicht ankommt, so übergehe ich die Beschreibung desselben.  $N_1$  und  $N_2$  sind zwei Nicols. Die Hauptebene des ersten ist um  $45^\circ$  gegen die Horizontale dauernd festgelegt, während die des zweiten beweglich ist.  $B$  ist ein Kalkspat, dessen Hauptebene parallel zu der von  $N_1$  ist.  $V$  ist eine Lupe, welche auf eine kleine, zwischen  $B$  und  $K$  befindliche, quadratische Öffnung eingestellt ist.  $L_1$  und  $L_2$  sind zwei feststehende Konvexlinsen von 5 bez. 30 cm Brennweite, welche so aufgestellt sind, daß die Lichtquelle  $E$  sich im Brennpunkt derselben befindet.  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  und  $M_4$  sind vier Spiegel;  $M_1$  und  $M_4$  sind fest,  $M_2$  und  $M_3$  beweglich.  $R$  ist ein Widerstand.

1) J. J. Thomson, Recent Researches in Electricity and Magnetism. p. 115—118.



Springt der Funke zwischen  $E$  über, so wird das Licht nach Entfernung des Spiegels  $M_1$  folgenden Weg zurücklegen: von  $E$  durch  $L_1$  und  $N_1$ , zwischen den geladenen Platten des Kondensators  $K$  und schließlich durch  $B$ ,  $N_2$  und  $V$  nach dem Auge. Man sieht so zwei Bilder der kleinen quadratischen Öffnung von im allgemeinen verschiedener Intensität. Durch Drehen von  $N_2$  können beide auf gleiche Helligkeit eingestellt werden. Dies trifft bei zwei symmetrischen Lagen ein; man mißt nun den Winkel  $2\alpha$  zwischen denselben. Ist dagegen der Kondensator  $K$  ungeladen, etwa dadurch, daß man die Verbindung mit der Elektrizitätsquelle unterbricht, so ist der Theorie

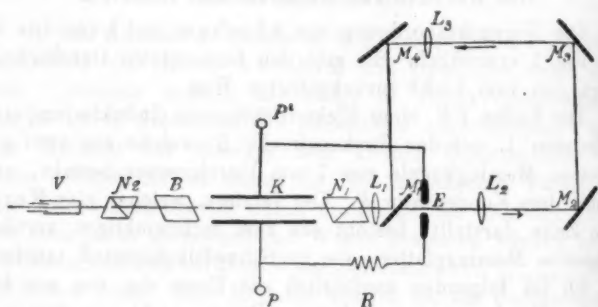


Fig. 1.

nach für jede beliebige Lage von  $N_2$  nur ein Bild vorhanden, dessen Intensität beim Drehen von  $N_2$  variiert. (Tatsächlich verschwindet das zweite Bild, welches allerdings in diesem Falle sehr schwach ist, nie ganz.)

Wird nun der Spiegel  $M_1$  in die in Fig. 1 angegebene Lage gebracht, so kann das Licht nicht den direkten Weg  $L_1$ ,  $N_1$  etc. zurücklegen, sondern es geht erst durch  $L_3$ , wird durch  $M_2$ ,  $M_3$  reflektiert, geht durch die Linse  $L_3$ , wird wieder durch die Spiegel  $M_4$ ,  $M_1$  reflektiert und gelangt schließlich in das Auge durch  $L_1$ ,  $N_1$  etc. Das Licht jedes Funkens kann so um ein beliebiges Zeitintervall verzögert werden, bevor es zum Kondensator gelangt. Es kann nun bewiesen werden, daß der Winkel  $2\alpha$  einem Mittelwert der Doppelbrechung im Kondensator während der Dauer des Lichtdurchganges entspricht.

Der Winkel ist am größten für direktes Licht, nimmt ab, wenn die Verzögerung zunimmt, um schließlich zu verschwinden, wenn der Kondensator entladen ist, d. h. es ist dann nur ein Bild vorhanden. Die Herren Abraham und Lemoine fanden, daß bei der von ihnen gerade getroffenen Anordnung das Feld bei einer Verzögerung, die 4 m entspricht, verschwand. Mit Hilfe dieser neuen Methode gelangten sie zu den wichtigen, oben erwähnten Ergebnissen.

Als Elektrizitätsquelle benutzten Abraham und Lemoine eine große Wechselstrommaschine und einen Transformator. Um die Versuche zu vereinfachen, habe ich die Wechselstrommaschine und den großen Transformator durch einen kleinen Induktionsapparat oder eine Influenzmaschine ersetzt. Es erhebt sich die Frage: Wie müssen die einzelnen Teile des Apparates, wie Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion angeordnet werden, um gute Resultate zu erhalten? Um diese Fragen zu beantworten, habe ich die Theorie des Apparates entwickelt.

#### Theorie.

Wir wollen untersuchen:

I. die Beziehung zwischen der Doppelbrechung und dem durch das Nicol  $N_2$  bestimmten Winkel, d. h. beweisen, daß der Winkel  $2\alpha$  (p. 956) einen Mittelwert für die Doppelbrechung  $q$ , gemessen durch den Phasenunterschied der extraordinären und ordinären Strahlen, darstellt;

II. die Beziehung zwischen  $Q$ , der Elektrizitätsmenge auf der Kondensatorplatte in einem gegebenen Augenblick, und der Zeit;

III. die Beziehung zwischen  $q$ , dem Betrag der Doppelbrechung im Kondensator, und der Zeit.

I. Wir wollen beweisen, daß  $2\alpha$  einem Mittelwert für  $q$  während des Funkenüberganges entspricht.<sup>1)</sup>

Wir wählen als Koordinatenachsen 1. eine Gerade durch die Mitte von  $K$  (Fig. 1) und senkrecht zu seinen Platten, mit anderen Worten eine Kraftlinie als  $x$ -Achse und 2. die Senkrechte durch denselben Punkt als  $y$ -Achse. Das aus  $N_1$  aus tretende Licht kann dann in zwei Komponenten zerlegt werden

$$x = a \sin \omega t, \quad y = b \sin \omega t.$$

1) Vgl. Abraham u. Lemoine l. c.

Der geladene Kondensator wirkt wie ein positiver, einachsiger Kristall<sup>1)</sup>, dessen optische Achse mit der Richtung der  $x$ -Achse zusammenfällt. Die Komponenten werden daher, nachdem sie  $K$  verlassen haben, übergehen in

$$x = a \sin(\omega t + \varphi), \quad y = b \sin \omega t.$$

Der Kalkspat liefert zwei Schwingungen, deren Ebenen  $45^\circ$  mit  $Ox$  und  $Op$  bilden, und die daher dargestellt werden können durch

$$\begin{aligned} x' &= \frac{a}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + \varphi) - \frac{b}{\sqrt{2}} \sin \omega t \\ &= \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cdot \cos \omega t + \frac{a \cos \varphi - b}{\sqrt{2}} \sin \omega t \end{aligned}$$

und

$$\begin{aligned} y' &= \frac{a}{\sqrt{2}} \sin(\omega t + \varphi) + \frac{b}{\sqrt{2}} \sin \omega t \\ &= \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cdot \cos \omega t + \frac{a \cos \varphi + b}{\sqrt{2}} \sin \omega t. \end{aligned}$$

Wenn die Hauptebene des Nicols  $N_2$  einen rechten Winkel mit  $Ox_1$  bildet und wir den Winkel zwischen  $Ox_1$  und  $Ox' = \alpha$  setzen (wo  $Ox'$  einen Winkel von  $45^\circ$  mit  $Ox$  bildet), so können wir die beiden Bilder, welche durch das Nicol hindurchgehen und daher ins Auge gelangen, darstellen durch

$$X = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cos \alpha \cdot \cos \omega t + \frac{a \cos \varphi - b}{\sqrt{2}} \cos \alpha \cdot \sin \omega t$$

und

$$Y = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \sin \alpha \cdot \cos \omega t + \frac{a \cos \varphi + b}{\sqrt{2}} \sin \alpha \cdot \sin \omega t.$$

Da Schwefelkohlenstoff im sichtbaren Teil<sup>2)</sup> des Spektrums — und nur dieser kommt für uns in Betracht — nicht absorbiert, so dürfen wir in den obigen Gleichungen  $b = a$  setzen und erhalten

$$\begin{aligned} X &= \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \cos \alpha \cdot \cos \omega t - \sqrt{2} a \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cos \alpha \cdot \sin \omega t \\ &= \sqrt{2} a \sin \frac{\varphi}{2} \cos \alpha \left\{ \cos \frac{\varphi}{2} \cos \omega t - \sin \frac{\varphi}{2} \sin \omega t \right\} \\ &= \sqrt{2} a \sin \frac{\varphi}{2} \cos \alpha \cos \left( \omega t + \frac{\varphi}{2} \right) \end{aligned}$$

1) J. Kerr, Phil. Mag. (5) 8. p. 91. 1879.

2) J. Pauer, Wied. Ann. 61. p. 376. 1897.

und

$$Y = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \varphi \sin \alpha \cdot \cos \omega t + \sqrt{2} a \cos^2 \frac{\varphi}{2} \sin \alpha \cdot \sin \omega t$$

$$= \sqrt{2} a \cos^2 \frac{\varphi}{2} \sin \alpha \cdot \sin \left( \omega t + \frac{\varphi}{2} \right).$$

Dauert nun der Funke so kurze Zeit, daß man die Phasendifferenz während seines Durchganges durch  $K$  als konstant betrachten kann, so sind die beiden Bilder gleich hell, wenn

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} \quad \text{oder} \quad \alpha = \pm \frac{\varphi}{2},$$

d. h. unter dieser Voraussetzung mißt der Winkel  $2\alpha$  des Nicols  $N_3$  in dem Augenblick die Doppelbrechung  $\varphi$ , in dem der Funke durch den Kondensator hindurchgeht.

Dauert der Funke eine Zeit  $\Theta$ , und rechnen wir die Zeit von dem Augenblick, wo das Licht durch das Gefäß hindurchzugehen beginnt, dann sind die Intensitäten der beiden durch einen Funken hervorgerufenen Bilder, welche zum Auge gelangen, proportional

$$\int_0^{\Theta} a^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt = \cos^2 \alpha \int_0^{\Theta} a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt$$

und

$$\int_0^{\Theta} a^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \frac{\varphi}{2} dt, \text{ bez. } = \sin^2 \alpha \int_0^{\Theta} a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} dt.$$

Diese sind gleich, wenn

$$\frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} \equiv \operatorname{tg}^2 \alpha = \frac{\int_0^{\Theta} a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt}{\int_0^{\Theta} a^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} dt},$$

oder

$$\sin^2 \alpha = \frac{\int_0^{\Theta} a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt}{\int_0^{\Theta} a^2 dt}$$

Sind  $G$  und  $K$  die größten bez. kleinsten Werte von  $\sin^2(\varphi/2)$  in dem Intervall 0 bis  $\Theta$ , so sind sowohl

$$\left(G - \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right) \quad \text{und} \quad \left(\sin^2 \frac{\varphi}{2} - K\right),$$

als auch

$$\left(a^2 G - a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right) \quad \text{und} \quad \left(a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} - a^2 K\right)$$

stets positiv.

Folglich ist

$$\int_0^\Theta \left(a^2 G - a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}\right) dt > 0, \quad \int_0^\Theta \left(a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} - a^2 K\right) dt > 0,$$

denn jedes einzelne Glied ist positiv, folglich ist dasselbe mit den Summen selbst und ihren Grenzwerten der Fall.

Wir haben also

$$G \int_0^\Theta a^2 dt > \int_0^\Theta a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt > K \int_0^\Theta a^2 dt.$$

Zwischen  $G$  und  $K$  liegt daher irgend ein Wert  $M$  derart, daß

$$\int_0^\Theta a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt = M \cdot \int_0^\Theta a^2 dt.$$

Und da  $\sin^2(\varphi/2)$ , indem es vom Werte  $K$  zum Werte  $G$  übergeht, stetig ist, so muß es durch den mittleren Wert  $M$  mindestens einmal gehen.

Ist  $\varphi_m$  der entsprechende Wert von  $\varphi$ , so ist

$$\int_0^\Theta a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt = \sin^2 \frac{\varphi_m}{2} \int_0^\Theta a^2 dt.$$

Folglich ist

$$\sin^2 \alpha = \frac{\int_0^\Theta a^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} dt}{\int_0^\Theta a^2 dt} = \frac{\sin^2 \frac{\varphi_m}{2} \int_0^\Theta a^2 dt}{\int_0^\Theta a^2 dt} = \sin^2 \frac{\varphi_m}{2},$$

oder

$$\alpha = \frac{\varphi_m}{2} . 1)$$

Der Winkel  $2\alpha$  gibt daher während des Lichtdurchganges einen Mittelwert zwischen dem größten und kleinsten Wert der Phase.

Erwähnt mag noch werden, daß, obwohl uns die Methode nicht  $\varphi$  absolut zu bestimmen erlaubt, sie trotzdem anzeigt, wann  $\varphi$  Null wird, d. h. den Augenblick angibt, wo Kerrs Phänomen verschwindet; denn mag auch der Funke noch so lange währen, wenn  $\varphi=0$ , so ist doch nur ein Bild vorhanden.

II. Es soll jetzt die Beziehung zwischen  $Q$ , der Menge Elektrizität auf einer Kondensatorplatte in einem gegebenen Augenblick, und der Zeit abgeleitet werden.

Aus Fig. 1 geht hervor, daß die elektrische Anordnung des Apparates aus einem Schließungskreis besteht, welcher einen Kondensator, einen Widerstand und eine Funkenstrecke enthält, sowie aus den Drähten, welche die Elektrizität von der Influenzmaschine oder dem Induktorium zum Kondensator zuführen. Wird nun zwischen Kondensator und Influenzmaschine noch eine kleine sekundäre Funkenstrecke eingeschaltet, so kann man auf die Entladung der Elektrizität im ersteren Kreis Lord Kelvins<sup>2)</sup> Theorie anwenden; denn der kleine sekundäre Funke soll bewirken, daß die Selbstinduktion und Kapazität des Induktors in die Gleichungen nicht eingehen; beide dienen nur dazu, Elektrizität zu liefern.

Sei  $L$  die Selbstinduktion,  $R$  der Widerstand des einfachen Schließungskreises,  $C$  die Kapazität des Kondensators, so gilt die Gleichung

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0.$$

Strenge genommen gilt diese Gleichung natürlich nur für einen geschlossenen Kreis.

Je nachdem

$$R^2 < \frac{4L}{C} \quad \text{oder} \quad > \frac{4L}{C}$$

1) Den letzten Teil dieses Beweises verdanke ich meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Walker in Oxford.

2) Lord Kelvin (W. Thomson), Phil. Mag. (4) 5. p. 393. 1855.

ist, ist die Auflösung verschieden. Wir beschränken uns auf den ersten Fall, welcher allein Oszillationen gibt. Wir werden später sehen, daß die tatsächlich benutzten  $L$ ,  $R$  und  $C$  der Bedingung

$$R^2 < \frac{4L}{C}$$

genühten. Die Lösung der Gleichung ist

$$(1) \quad Q = A e^{-\frac{R}{2L}t} \cos \left\{ \left( \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right)^{1/2} t + \alpha \right\},$$

wo  $Q$  die elektrische Ladung auf der Platte,  $A$  und  $\alpha$  Konstanten bedeuten.

Ist für  $t=0$   $Q = Q_1$ , dann ist  $Q_1 = A \cos \alpha$ .

$R$  ist ein Maximum bez. ein Minimum, wenn

$$-\frac{AR}{2L} e^{-\frac{R}{2L}t} \cos(kt + \alpha) - Ak e^{-\frac{R}{2L}t} \sin(kt + \alpha) = 0,$$

wo

$$(2) \quad k \equiv \left\{ \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right\}^{1/2};$$

so daß entweder

$$a) \quad e^{-\frac{R}{2L}t} = 0, \text{ woraus } t = \infty,$$

oder

$$b) \quad \operatorname{tg}(kt + \alpha) = -\frac{R}{2Lk}.$$

Wir wollen annehmen, daß  $Q$  ein Maximum sei ( $= Q_1$ ) für  $t=0$ . Dann ist

$$(2a) \quad \operatorname{tg} \alpha = -\frac{R}{2Lk}.$$

$Q$  ist dann wieder ein Maximum oder Minimum, wenn

$$kt + \alpha = \pi + \alpha, \text{ i. e. } t = \frac{\pi}{k},$$

$Q$  ist dann drittens ein Maximum oder Minimum, wenn

$$kt + \alpha = 2\pi + \alpha, \text{ i. e. } t = \frac{2\pi}{k},$$

$Q$  ist dann viertens ein Maximum oder Minimum, wenn

$$kt + \alpha = 3\pi + \alpha, \text{ i. e. } t = \frac{3\pi}{k} \text{ etc.}$$

Die Ladungen der Platte in diesen Zeitpunkte sind beziehungsweise

$$+ Q_1, \quad - Q_1 e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{\pi}{k}}, \quad + Q_1 e^{-\frac{R}{2L} \cdot \frac{2\pi}{k}} \text{ etc.}$$



Da  $e^{-\frac{R}{2L}t}$  nicht  $= 0$ , und natürlich  $A$  nicht  $= 0$  ist, so ist  $Q = 0$ , wenn

$$kt + \alpha = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{3}{2}\pi, \quad \frac{5}{2}\pi, \dots$$

$$t = \frac{\frac{\pi}{2} - \alpha}{k}, \quad \frac{\frac{3\pi}{2} - \alpha}{k}, \dots \text{etc.}$$

Ist  $\alpha$  ein spitzer Winkel oder ganz allgemein  $= n\pi + \alpha_0$ , so ändert sich nur die Reihenfolge der Werte von  $t$ , für die  $Q$  verschwindet. Konstruieren wir die Kurve, so erhalten wir die in Fig. 2 ausgezogene Kurve, in der jeder Teilstrich  $\pi/4k$ , d. h.  $1/8$  der Periode entspricht.

Tatsächlich ist

(2b)

$$\left\{ \begin{array}{l} 0t_1 = \frac{\frac{\pi}{2} - \alpha}{k}, \\ 0t_2 = \frac{\pi}{k}, \\ 0t_3 = \frac{\frac{3\pi}{2} - \alpha}{k}, \\ 0t_4 = \frac{2\pi}{k} \text{ etc.} \end{array} \right.$$

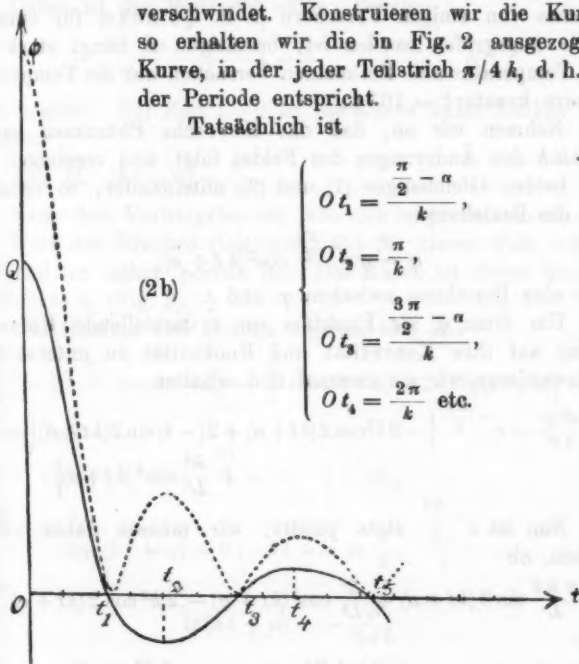


Fig. 2.

### III. Die Beziehung zwischen $q$ und der Zeit.

Nachdem wir eine Beziehung zwischen der Ladung  $Q$  auf der Platte und der Zeit abgeleitet haben, soll im folgenden  $q$  als Funktion der Zeit ermittelt werden.

Wir gehen zu dem Zweck aus von dem von Kerr<sup>1)</sup> entdeckten Gesetz:

Die Differenz der Verzögerungen des ordentlichen und außerordentlichen Strahles ist dem Quadrat der wirkenden elektrischen Kraft proportional oder, als Gleichung ausgedrückt,

$$(3) \quad \varphi = B \frac{Q^2}{d^2},$$

wo  $Q$  die Ladung der Platten,  $d$  die Entfernung zwischen ihnen und  $B$  eine Konstante bedeuten.

Die neuesten Beobachtungen<sup>2)</sup> haben das Kerrsche Gesetz, welches von einigen Forschern (z. B. Quincke) für einzelne Fälle angegriffen worden ist, bestätigt.  $B$  hängt stark von der Temperatur ab. Bei meinen Versuchen war die Temperatur nahezu konstant = 16° C.

Nehmen wir an, daß das Kerrsche Phänomen *augenblicklich* den Änderungen des Feldes folgt, und vereinigen wir die beiden Gleichungen (1) und (3) miteinander, so erhalten wir die Beziehung

$$(4) \quad \varphi = a e^{-\frac{Rt}{L}} \cos^2(kt + \alpha),$$

also eine Beziehung zwischen  $\varphi$  und  $t$ .

Um diese  $\varphi$  als Funktion von  $t$  darstellende Kurve in bezug auf ihre Konvexität und Konkavität zu untersuchen, differenzieren wir sie zweimal und erhalten

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = e^{-\frac{Rt}{L}} \left\{ -2k^2 \cos 2(kt + \alpha) + 2(-k) \sin 2(kt + \alpha) \left( -\frac{R}{L} \right) + \frac{R^2}{L^2} \cos^2(kt + \alpha) \right\}.$$

Nun ist  $e^{-\frac{Rt}{L}}$  stets positiv; wir müssen daher untersuchen, ob

$$\frac{2Rk}{L} \sin 2(kt + \alpha) + \frac{R^2}{L^2} \cos^2(kt + \alpha) - 2k^2 \cos 2(kt + \alpha)$$

oder

$$(5) \quad \frac{2k^2 \operatorname{tg}^2(kt + \alpha) + \frac{4Rk}{L} \operatorname{tg}(kt + \alpha) + \frac{3R^2}{2L^2} - \frac{2}{LC}}{1 + \operatorname{tg}^2(kt + \alpha)}$$

positiv oder negativ ist.

1) J. Kerr, Phil. Mag. (5) 9. p. 156.

2) W. Schmidt, Inaug.-Diss., Göttingen 1901.

Fall I.  $t = 0$ .

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{R}{2 L k}.$$

Der Wert des obigen Zählers ist in diesem Fall

$$2 k^2 \cdot \frac{R^2}{4 L^2 k^2} + \frac{4 R k}{L} \left( -\frac{R}{2 L k} \right) + \frac{3 R^2}{2 L^2} - \frac{2}{L C} = -\frac{2}{L C}$$

und des Nenners

$$1 + \operatorname{tg}^2 \alpha = \frac{4 L}{4 L - C R^2}.$$

Daher ist der Wert des obigen Bruches

$$-\frac{2}{L C} \left( \frac{4 L - C R^2}{4 L} \right) = -\frac{1}{2 L^2} \left\{ \frac{4 L}{C} - R^2 \right\}$$

stets negativ. Zur Zeit  $t = 0$  ist die Kurve daher konkav zur  $t$ -Achse.

$$\text{Fall II. } (k t + \alpha) = \frac{\pi}{2}.$$

Nach dem Vorhergehenden läßt sich leicht berechnen, daß der Wert des Bruches (Gleichung (5)) für diesen Fall  $= 2 k^2$ , und daß er daher positiv ist. Die Kurve ist daher konvex im Punkte  $t_1$  (Fig. 2).

Die Maxima und Minima ergeben sich aus

$$\frac{1}{a} \frac{d\varphi}{dt} = e^{-\frac{R t}{L}} \cos(k t + \alpha) \left[ -\frac{R}{L} \cos(k t + \alpha) - 2 k \sin(k t + \alpha) \right] = 0,$$

woraus folgt

$$(A) \quad e^{-\frac{R t}{L}} = 0; \quad t = \infty,$$

oder

$$(B) \quad \cos(k t + \alpha) = 0; \quad k t + \alpha = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{3\pi}{2}, \quad \dots$$

oder

$$(C) \quad \operatorname{tg}(k t + \alpha) = -\frac{R}{2 k L}.$$

Aus (B) folgt, daß Maxima oder Minima bei den Punkten  $t_1, t_3, t_5 \dots$  der Fig. 2 auftreten; in der Tat sind hier die *Minima*.

Gleichung (C) gibt uns die *Maxima* der  $(\varphi, t)$ -Kurve; sie haben die entsprechende Lage wie bei Maxima bez. Minima auf der  $(Q, t)$ -Kurve (vgl. Fig. 2).

Diese drei Gleichungen (A), (B) und (C) geben alle vorhandenen Maxima und Minima, und daher liegen keine Maxima noch Minima zwischen 0 und  $t_1$ .

Die Wendepunkte ergeben sich aus (5) oder

$$(6) \quad 2k^2 \operatorname{tg}^2(kt + \alpha) + \frac{4Rk}{L} \operatorname{tg}(kt + \alpha) + \frac{3R^2}{2L^2} - \frac{2}{LC} = 0,$$

da

$$1 + \operatorname{tg}^2(kt + \alpha)$$

einen endlichen Wert hat wegen

$$0 > kt + \alpha < \frac{\pi}{2}.$$

Aus (6) folgt

$$\operatorname{tg}(kt + \alpha) = \frac{R}{kL} \left\{ -1 \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{L}{R^2 C}} \right\},$$

oder

$$(7) \quad \operatorname{tg} kt = \frac{\frac{R}{2kL} \left\{ -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{L}{R^2 C}} \right\}}{1 - \frac{R^2}{2k^2 L^2} \left\{ 1 \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{L}{R^2 C}} \right\}}.$$

Die positiven Vorzeichen im Zähler entsprechen den positiven im Nenner. Dasselbe gilt von den negativen.

Die allgemeine Form der  $(\varphi, t)$ -Kurve zeigt auf Grund der obigen Betrachtungen die Fig. 2 (p. 963); jeder Teilstrich der  $t$ -Achse entspricht  $\pi/4k$ ; die Punkte  $t_1, t_2, t_3 \dots$  entsprechen den Gleichungen (2b). Der Maßstab der  $\varphi$ -Achse ist willkürlich. Hinzugefügt ist noch die  $(Q, t)$ -Kurve.

Wie sich aus den Beobachtungen später ergeben wird, sind bei der von mir gewählten Anordnung die Ordinaten rechts von  $t_1$  so klein, daß sie nicht gemessen werden konnten. Die Schwingungen waren so stark gedämpft, daß jenseits  $t_1$  das Kerrsche Phänomen nicht beobachtet werden konnte.

Die obigen Resultate über die Beziehung zwischen Doppelbrechung und Zeit oder, was dasselbe ist, die Form der  $(\varphi, t)$ -Kurve weichen von den Ergebnissen der Herren Abraham und Lemoine ab, deren  $(\varphi, t)$ -Kurven alle konkav zur  $t$ -Achse sind. Die unten mitgeteilten Versuche entsprachen meiner Theorie.

## Beschreibung der Apparate.

Aus der Formel (4)

$$\varphi = \alpha e^{-\frac{Rt}{L}} \cos^2(kt + \alpha),$$

wo  $R$  der Widerstand,  $L$  die Selbstinduktion,  $k = \left\{ \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right\}^{1/2}$  (vgl. Formel (2)) und  $C$  die Kapazität bedeuten, folgt, daß die zu beobachtenden Erscheinungen im wesentlichen von diesen Größen abhängen. Durch eine große Reihe von Versuchen habe ich die Beziehung zwischen denselben und der Dauer der Doppelbrechung zu ermitteln gesucht.

Die Apparate wurden anfangs genau in der von den Herren Abraham und Lemoine beschriebenen Weise aufgebaut (Fig. 1). Dieselben bestehen im wesentlichen aus 1. einer optischen Bank, 2. dem Kondensator, 3. den Spiegeln und 4. der Funkenstrecke.

1. *Die optische Bank.* Hr. Prof. Dr. Lenk war so gütig, mir eine Fuesssche optische Bank für die Projektion der Erscheinungen der chromatischen Polarisierung zu überlassen. Dieselbe war aus Messing angefertigt, ungefähr 70 cm lang und 40 cm hoch; auf ihr waren eine Reihe von Stativen, Klammern etc. beweglich angeordnet, die sich sehr bequem zur Befestigung von  $N_1$ ,  $K$ ,  $B$  und  $N_2$  (Fig. 1) verwenden ließen.  $N_2$  ließ sich leicht bewegen, und zwar nicht nur in Richtung des Lichtweges, sondern auch senkrecht zu demselben, also horizontal und vertikal. Der Kondensator  $K$ , welcher mittels eines höheren Stativs auf dem Metallträger befestigt war, konnte um die vertikale Achse gedreht werden. Das Nicol  $N_1$ , ein außerordentlich schönes Exemplar, gehörte ebenfalls Hrn. Prof. Lenk, dem ich für die Überlassung zu großem Dank verpflichtet bin. Die Linse  $L_1$  wurde mit Klebwachs befestigt. Der Kalkspat  $B$  stammte aus einer dichroitischen Lupe; die Öffnung (vgl. p. 955) war ein kleines Quadrat von 2,5 mm Seite. Als Lupe  $P$  wurde ein kleines Teleskop benutzt, welches auf die Öffnung eingestellt wurde. Um die bei dem Nicol  $N_2$  angebrachte Kreisteilung bequem abzulesen, wurde ein kleines Fernrohr wie bei dem Wildschen Polarisationsapparat benutzt. Die optische Bank befand sich auf einem Tisch, so daß der Lichtstrahl ungefähr 140 cm oberhalb des Erdbodens verlief.

2. *Die Spiegel.* Die Spiegel, Linsen etc. befanden sich auf

einem langen festaufgestellten Tisch. Die Spiegel wurden in folgender Weise eingestellt. Auf ein rechtwinkliges Stück Holz von 15 cm Länge und Breite und 5 cm Höhe wurde mittels Klebwachs eine Glasplatte befestigt. Auf einer zweiten Glasplatte, die auf der ersten ruhte, wurden drei kleine messingene Unterlegscheiben befestigt, in die drei Schrauben, welche durch ein dreieckiges Stück Metallblech hindurchgingen, paßten. Auf das letztere war ein Rahmen aus Zinn angelötet, in welches der Spiegel paßte. Dadurch, daß man die zweite Glasplatte auf der ersten bewegte, konnte man das Licht in jede beliebige horizontale Richtung werfen. Mit Hilfe der Schrauben wurde die feinere Einstellung bewirkt.

Die Linse  $L_2$  erhielt eine solche Lage, daß das hindurchgegangene Licht nach der Reflexion am Spiegel  $M_4$  in einem Punkt vereinigt wurde, der gerade so weit vor den Spiegel  $M_1$  lag, als die Funkenstrecke sich hinter ihm befand; der Spiegel  $M_1$  konnte infolgedessen sehr schmal gewählt werden. Es war dies auch insofern nötig, als der zur Verfügung stehende Raum wegen der Nachbarschaft der Linse und Funkenstrecke sehr beschränkt war.

3. *Der Kondensator* unterschied sich nicht wesentlich von dem von Abraham und Lemoine benutzten. Er bestand aus einem zylindrischen Glasrohr von 23,5 cm Länge und 8 cm Durchmesser, dessen Enden umgekröpft und abgeschliffen waren. Auf die letzteren waren ebene Spiegelglasplatte mittels Hausenblase gekittet. In der Mitte befand sich ein kleines Rohr zum Einfüllen des Schwefelkohlenstoffs. Seitwärts waren zwei Röhren angeblasen, durch die die Leitungsdrähte führten, welche zur Ladung der Platten dienten. Zum Befestigen der Leitungsdrähte dienten Gummischläuche.

Die Kondensatorplatten bestanden aus Messing und waren 21 cm lang, 3 cm hoch und 1,5 mm dick. Ihre Entfernung voneinander betrug 3 mm. Zum Befestigen derselben waren vier schwach gekrümmte messingene durchlöchernte Streifen angelötet. Durch die Öffnungen konnten kleine Glasstäbe, auf denen Schraubengewinde angekittet waren, hindurchgesteckt werden. Mittels Schrauben wurden die Platten schließlich in die richtige Lage gebracht und die Entfernung der Platten voneinander nach Belieben geändert.

Daß die Gefäße vor dem Gebrauch sorgfältigst gereinigt und der Schwefelkohlenstoff häufig frisch überdestilliert wurde, versteht sich wohl von selbst. Erwähnt mag noch werden, daß, um die Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs durch das Licht möglichst zu vermeiden, das ganze Gefäß in schwarzes Papier gehüllt war, welches nur an den beiden Endplatten für den Lichtdurchgang kleine Öffnungen enthielt. Das Glasgefäß war von Hrn. M. Stuhl in Berlin, die Kondensatorplatten nebst dem Zubehör waren in äußerst sorgfältiger Weise von dem hiesigen Institutsmechaniker Hrn. Böhner angefertigt.

4. *Elektrizitätsquellen.* Als solche dienten Induktorien und Influenzmaschinen.

5. *Die Funkenstrecke* bestand aus mit Ebonitgriffen versehenen Metallstäben, in denen mittels Schrauben 1. Spitzen aus Kadmium, 2. Spitzen aus Messing, 3. schwach gekrümmte Messingstäbe und 4. Messingkugeln befestigt werden konnten. Die Länge der Funkenstrecke konnte beliebig geändert werden.

#### Versuche.

Eine erste Reihe von Versuchen wurden mit dem *Induktorium* angestellt.

Nachdem der optische Teil des Apparates auf das sorgfältigste aufgestellt war, erhob sich bei Beginn der Versuche die Schwierigkeit, zu ermitteln, wie die Herren Abraham und Lemoine ihren Schließungskreis angeordnet hatten. In ihrer Abhandlung erwähnen sie „einen Widerstand von der Größenordnung eines Ohms“, ferner „zwei 2 cm lange  $\text{CuSO}_4$  Röhrrchen“, welche sich im Schließungskreis befanden, aber über die Größe des Widerstandes der letzteren, ob der Strom zwischen Platten in der  $\text{CuSO}_4$ -Lösung oder zwischen den Enden der Zuleitungsdrähte übergang, ferner an welcher Stelle diese eingeschaltet waren, fehlen Angaben. Bei *Benutzung des Induktoriums gelang es mir nicht, das Kerrsche Phänomen zum Verschwinden zu bringen*, trotzdem die Funkenstrecke mannigfach variiert, verschiedene Induktorien benutzt und die Stromstärke geändert wurden. Häufig war der Winkel für eine Verzögerung von 200 cm ebenso groß, ja sogar manchmal größer als für direktes Licht. Bei Beginn der Versuche änderte der Winkel sich innerhalb 5 Min. häufig ganz willkürlich.



Darauf wurde ein Wechselstrom und eine sehr große sekundäre Spule angewandt und der Funke, wie es Abraham und Lemoine getan, durch Blasen auseinandergelegt. Mittels eines Turbinen- und Wehneltunterbrechers wurde die Zahl der Wechsel von 35 bis 1200 gesteigert; aber auch so gelang es nicht, das Kerrsche Phänomen selbst für eine Verzögerung von 650 cm zum Verschwinden zu bringen. Je größer die Zahl der Unterbrechungen war, desto heller war das Licht; die Messungen ließen sich jetzt leichter ausführen, aber in anderer Hinsicht war kein Vorteil zu erkennen.

Trotz der in dieser Hinsicht negativen Resultate zeigten die erhaltenen Kurven doch eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den oben abgeleiteten theoretischen Ergebnissen, insofern sie nämlich alle konvex zur  $t$ -Achse waren, im Gegensatz zu den von den Herren Abraham und Lemoine mitgeteilten. Unter diesen Umständen blieb nichts übrig, als systematisch den Einfluß von Selbstinduktion, Widerstand und Kapazität zu untersuchen; ich hegte die Hoffnung, daß es hierbei vielleicht gelingen würde, die Fehlerquelle zu entdecken.

Als Beispiel dafür, daß die Kurven konvex waren, teile ich die folgenden Beobachtungen mit. Die Schaltung war die folgende: Vom Induktorium führten die Leitungsdrähte durch einen Widerstand zur Kondensatorplatte; zwischen Widerstand und Induktorium war parallel mit dem Kondensator noch eine Funkenstrecke geschaltet. In einem ersten Fall bestand der Widerstand aus je zwei 40 cm langen gesättigten  $\text{CuSO}_4$ -Lösungen zwischen ca. 2 cm breiten Cu-Elektroden; in einem zweiten Fall waren die  $\text{CuSO}_4$ -Schichten nur 35 cm lang, also 35 cm in jedem Zweig. In der folgenden Tabelle bedeutet  $V$  die Verzögerung des in die Richtung  $M_2 M_3 M_4 M_1$  gehenden Lichtstrahles.

Direktes Licht	$V$ 138 cm	$V$ 230 cm	$V$ 336 cm	$V$ 476 cm	$V$ 676 cm
Fall a) Widerstand = 80 cm $\text{CuSO}_4$ .					
148,1°	142,6°	139,1°	136,5°	136,8°	136,0°
121,2	125,7	128,3	131,1	132,3	132,3
$\varphi = 2\alpha$					
26,9°	16,9°	10,8°	5,4°	4,5°	3,7°

Direktes Licht	V 188 cm	V 230 cm	V 386 cm	V 476 cm	V 676 cm
Fall b) Widerstand = 70 cm $\text{CuSO}_4$ .					
146,5°	140,0°	141,0°	138,8°	136,9°	137,6°
121,4	126,7	129,4	131,2	131,4	133,4
$\varphi = 2\alpha$					
25,1°	13,3°	11,6°	7,6°	5,5°	4,2°

Trägt man die Zeit als Abszisse, die Werte von  $\varphi$  als Ordinate auf, so erhält man bei beiden Versuchsreihen eine Kurve, die bei kleinen  $t$  erst konkav zur  $t$ -Achse ist, dann schnell fällt und konvex wird und nachher beinahe parallel zur  $t$ -Achse verläuft. Die Form der Kurven ist beinahe identisch mit Fig. 4.

Es wurden nun eine große Anzahl von Beobachtungsreihen mit variablen  $L$ ,  $R$  und  $C$  angestellt, wobei die Widerstände, Kapazitäten und Selbstinduktion an den verschiedensten Stellen des Schließungskreises eingeschaltet wurden. Die Ergebnisse bestätigten die oben gegebene Theorie durchweg. Trotzdem verzichte ich darauf, meine Zahlen mitzuteilen, da es mir nicht gelang, durch Verzögerung des Lichtes das Kerrsche Phänomen zum Verschwinden zu bringen. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich darin, daß die Funken unregelmäßig übergingen, und daß vor allem die Kapazität und Selbstinduktion des Induktors eine nicht zu übersehende Rolle spielten.

Es wurde daher der Induktor durch eine Influenzmaschine ersetzt; der Erfolg war überraschend insofern, als bei einer Verzögerung von ungefähr 5 m das Kerrsche Phänomen vollständig verschwand. Als Elektrisiermaschine benutzte ich der Bequemlichkeit wegen eine große 20 plattige Töplersche Influenzmaschine, die aus den Mitteln des Elisabeth Thompson-Fond angeschafft worden war. Angetrieben wurde die Maschine durch einen Wassermotor. Die Schaltung zeigt Fig. 3. Die Funkenstrecke wurde mit dem

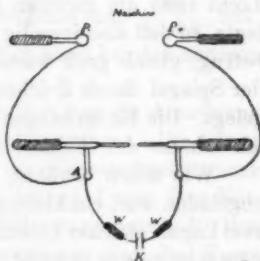


Fig. 3.

Kondensator durch 3,8 mm dicke Drähte verbunden; die Drähte, die unmittelbar ins Gefäß führten, waren allerdings dünner, aber da die leitenden Teile der Funkenstrecke bedeutend dicker waren, so können wir behufs der Berechnung annehmen, daß der ganze Schließungskreis eine Dicke von 3,8 mm besitzt. Zwei Widerstände wurden, wie es die Fig. 3 zeigt, eingeschaltet, und bei *A* wurde häufig der Draht durch eine kleine Funkenstrecke unterbrochen. Der Durchmesser der Kugeln der Funkenstrecke betrug 7 mm; sie standen 5 mm voneinander entfernt und wurden so oft als nötig von der Oxydschicht gereinigt. Aus Vorversuchen ergab sich, daß die Messungen am besten gelangen, wenn 80 Ohm in beiden Zweigen eingeschaltet waren.

#### Messungen.

Die oben gegebene Theorie wurde nun nach den verschiedensten Richtungen geprüft. Dazu wurden die beiden Lagen des Nicols, bei denen die beiden Bilder im Kalkspat gleich hell erschienen, aufgesucht. Um diese Lagen möglichst genau zu erhalten, wurde das Nicolsche Prisma jedesmal von rechts und dann von links hineingedreht und dann das Mittel der nahezu übereinstimmenden Ablesungen genommen. Aus der Differenz der beiden Mittel ergibt sich

$$\varphi = 2\alpha.$$

Bei allen zur Vergleichung dienenden Beobachtungsreihen wurde darauf geachtet, daß bei entsprechenden Versuchen das Licht stets die gleichen Strecken  $M_2$ ,  $M_3$ ,  $M_4$  (Fig. 1) zurücklegte, so daß also jeweilig die Verzögerungen, deren Zahl sieben betrug, gleich groß waren. Zu dem Zwecke waren die Lagen der Spiegel durch Zeichen auf dem Tisch ein für allemal festgelegt. Die Entfernungen wurden mit einem Maßstab gemessen; ich schätze den Fehler hierbei auf höchstens  $\pm 5$  cm.

Wie schon erwähnt, konnte, selbst wenn der Kondensator ungeladen war, ein kleiner Winkel  $2\alpha$  gemessen werden, welcher zwei Lagen gleicher Lichtintensität entsprach. Wegen der Lichtschwäche gelang es nicht, den Winkel sehr genau zu bestimmen. Der Kondensator wurde vom Schließungskreis abgeschaltet und nun, während alles seine Lage beibehielt, der Winkel gemessen; es ergab sich  $2,1^\circ$  für direktes Licht und bei einer Verzögerung von 690 cm — der größten, welche ich anwandte —  $2,7^\circ$ ;

2,8°; 2,9°. Der Winkel ist also größer, wenn das Licht nicht so intensiv ist, was bei einer Verzögerung stets der Fall ist. Der Grund hierfür liegt natürlich in der von dem individuellen Bau des Auges herrührenden falschen Einstellung. Da die Lichtintensität abnahm, je größer die Verzögerung war, so zog ich nacheinander für die acht Werte (direktes Licht und sieben Verzögerungen) die Winkel 2,1°, 2,2°, 2,3°, 2,4°, 2,5°, 2,6°, 2,7°, 2,75° von den direkt gemessenen ab. Bei den unten mitgeteilten Zahlen ist diese Korrektur schon angebracht. Befindet sich die Kurve jedoch hoch über der  $t$ -Achse, was bei Einschaltung einer großen Kapazität der Fall ist, so sind die Bilder sehr hell, und in diesem Fall wurde stets 2,1° abgezogen.

Bei unseren Erörterungen über die Beziehungen zwischen  $q$  und  $2\alpha$  rechneten wir die Zeit von dem Augenblick des Eintrittes des Lichtes in den Kondensator  $K$  an. Bei der Ableitung der Beziehung zwischen  $Q$  und  $t$  und  $q$  und  $t$  (den  $Q$ ,  $t$ - und  $q$ ,  $t$ -Kurven) nahmen wir als Ausgangspunkt der Zeitrechnung den Augenblick an, wo die Ladung auf der Kondensatorplatte ein Maximum war. Der Gleichförmigkeit wegen wollen wir von jetzt an an der letzteren Zeitrechnung festhalten.

Die Ladung auf der Kondensatorplatte nimmt von einem Maximum in dem Augenblick ab, wo der Funke übergeht. Da nun bei meinem Apparat die Entfernung zwischen Funkenstrecke und Kondensator  $K$  30 cm betrug, so ist das sogenannte „direkte Licht“, also das Licht, welches den Weg  $E$ ,  $L_1$ ,  $N_1$ ,  $K$ ,  $B$ ,  $V$  (Fig. 1) zurückgelegt hat, gleichsam um  $\frac{30}{3 \cdot 10^{10}}$  Sek. verzögert. Diese Korrektur ist natürlich auch bei den anderen Verzögerungen angebracht.

Bei den folgenden Beobachtungsreihen war die Anordnung des Schließungskreises die in Fig. 3 wiedergegebene. Die Länge desselben beträgt 198 cm, die Enden der Funkenstrecke waren beinahe kugelförmig, ihr Durchmesser betrug 7 mm; ihre Entfernung voneinander war 5 mm. Der Widerstand betrug 40 Ohm in jedem Zweig; mit kleineren Widerständen war die Kurve etwas unregelmäßiger.

Die folgende Tabelle enthält die Beobachtungen; in derselben bedeutet  $V$  die Verzögerung,  $\alpha$  den gemessenen Winkel,  $\alpha_1$  das Mittel aus den Messungen.

Tabelle I.

Beobachtungen mit sekundärer Funkenstrecke bei A (Fig. 3).

Kurve	V	30 cm	172 cm	218 cm	257 cm	298 cm	360 cm	456 cm	690 cm
I	$\alpha$	11,2°	6,6°	4,4°	2,9°	2,2°	0,7°	—	—
	$\alpha_1$	11,8	6,5	4,4	2,8	2,2	0,6	—	—
	$\alpha_1$	11,5	6,6	4,4	2,9	2,2	0,7	—	—
II	$\alpha$	14,5	7,1	5,6	4,7	4,6	2,5	1,9°	—
	$\alpha_1$	15,0	7,0	5,6	4,9	4,1	3,2	2,2	—
	$\alpha_1$	14,7	7,1	5,6	4,8	4,4	2,9	2,0	—
III	$\alpha$	17,7	14,3	14,0	11,9	8,9	7,2	7,3	—
	$\alpha_1$	18,0	14,3	14,1	12,0	9,7	8,1	7,3	7,3°
	$\alpha_1$	17,8	14,3	14,1	11,9	9,3	7,6	7,3	7,3
IV	$\alpha$	13,9	11,3	6,4	5,6	4,0	2,4	1,6	0,35
	$\alpha_1$	14,5	12,4	6,6	6,2	3,9	2,5	1,5	0,35
	$\alpha_1$	14,2	11,9	6,5	5,9	3,9	2,4	1,5	0,35
V	$\alpha$	34,3	—	31,5	—	—	26,2	—	24,8

Tabelle II.

Beobachtungen ohne sekundäre Funkenstrecke.

Kurve	V	30 cm	172 cm	218 cm	257 cm	298 cm	360 cm	456 cm	690 cm
a	$\alpha$	11,9°	3,7°	2,5°	1,7°	0,95°	0,2°	0,05°	—
	$\alpha_1$	12,1	3,8	2,2	1,8	1,0	0,3	0,1	—
	$\alpha_1$	12,0	3,8	2,4	1,8	0,95	0,25	0,1	—
b	$\alpha$	14,2	9,8	6,7	4,7	4,1	2,2	0,7	0,25°
	$\alpha_1$	15,1	10,0	6,7	4,8	4,0	2,2	0,8	0,25
	$\alpha_1$	14,7	9,9	6,7	4,8	4,1	2,2	0,75	0,25
c	$\alpha$	16,7	11,1	6,9	5,5	4,1	3,6	2,6	1,45
	$\alpha_1$	16,7	10,5	7,1	6,2	4,6	3,8	2,7	1,45
	$\alpha_1$	16,7	10,8	7,0	5,9	4,4	3,7	2,65	1,45
d	$\alpha$	14,6	8,6	5,9	4,1	2,4	1,7	1,2	0,15
	$\alpha_1$	14,8	9,4	6,4	4,1	2,0	1,2	1,2	0,15
	$\alpha_1$	14,7	9,0	6,1	4,1	2,2	1,5	1,2	0,15
e	$\alpha$	34,5	35,2	34,0	32,3	30,0	28,7	—	27,4
	$\alpha_1$	37,7	33,1	32,1	32,5	30,5	28,2	—	27,4
	$\alpha_1$	36,1	34,2	33,1	32,4	30,3	28,4	—	27,4

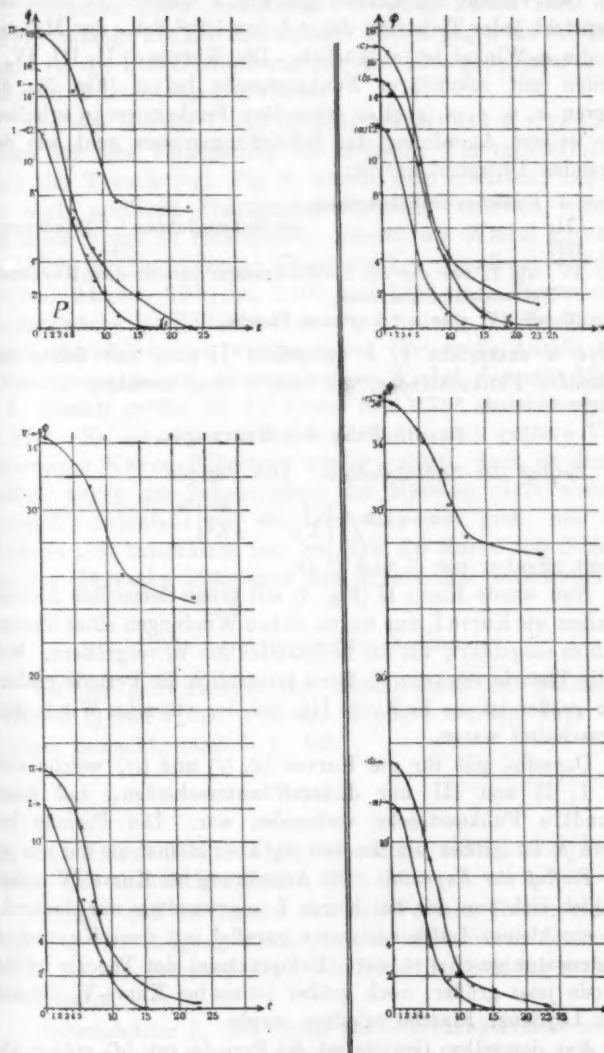


Fig. 4.

Den Verlauf der Kurven gibt Fig. 4 wieder. In derselben entspricht jeder Teilstrich der  $t$ -Achse  $10^{-9}$  Sek., der Maßstab für die  $q$ -Winkel ist willkürlich. Die Kurven I, II, III, IV, V wurden mit sekundärer Funkenstrecke bei  $A$  (Fig. 3), die Kurven  $a, b, c, d, e$  ohne sekundäre Funkenstrecke erhalten. Die weitere Anordnung des Schließungskreises geht aus der folgenden Übersicht hervor:

Kurve I: Einfacher Schließungskreis

- „ II: „ „ mit Selbstinduktion ( 7 Windungen),  
 „ III: „ „ „ „ „ (14 „ „ ),  
 „ IV wie I, nur war ein Luftkondensator parallel dem Kerrschen Kondensator geschaltet,  
 „ V wie IV, aber mit Leydener Flasche.

Kurve  $a$  entspricht I,  $b$  entspricht II etc., nur fehlte die sekundäre Funkenstrecke, wie bereits oben erwähnt.

#### Besprechung der Messungen.

*Einfluß der Selbstinduktion.* Die Periode

$$\tau = 2\pi / \left\{ \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right\}^{1/2}$$

nimmt offenbar mit  $L$  und  $C$  zu.

Nun wurde Kurve II (Fig. 4) mit genau demselben Aufbau erhalten wie Kurve I, nur waren sieben Windungen eines dünnen Drahtes eingeführt, um die Selbstinduktion zu vergrößern. Wie es die Theorie erwarten ließ, ist tatsächlich die Periode größer, noch größer ist sie in Kurve III, bei der vierzehn Windungen eingeschaltet waren.

Dasselbe gilt für die Kurven ( $a$ ), ( $b$ ) und ( $c$ ), welche sich von I, II und III nur dadurch unterscheiden, daß keine sekundäre Funkenstrecke vorhanden war. Die Periode bei Kurve ( $b$ ) ist größer als die von ( $a$ ), aber kleiner als die von ( $c$ ).

*Einfluß der Kapazität.* Die Anordnung bei Kurve IV unterscheidet sich von der bei Kurve I angewandten nur dadurch, daß ein kleiner Luftkondensator parallel mit dem Kerrschen Kondensator geschaltet war. Entsprechend der Theorie ist die Periode jetzt größer; noch größer ist sie bei Kurve V, die mit einer Leydener Flasche erhalten wurde.

Aus demselben Grunde ist die Periode von ( $d$ ) größer als die von ( $a$ ), aber kleiner als die von ( $e$ ).



*Allgemeine Form der Kurve.* In allen Fällen sind die Kurven anfangs konkav und nachher konvex gegen die  $t$ -Achse. Damit ist die Übereinstimmung mit den oben gegebenen theoretischen Betrachtungen erwiesen.

Aus den Kurven I und (a) geht hervor, daß Kerrs Phänomen für eine Verzögerung von ungefähr 5 m verschwindet. Nach der Theorie (vgl. Fig. 2) konnte man erwarten, daß es bei noch größeren Verzögerungen wieder auftreten würde. Um diese Frage zu entscheiden, wurden die Winkel gleicher Helligkeit für die folgenden Verzögerungen gemessen: 639 cm, 830 cm, 945 cm, 1030 cm, 1105 und 1235 cm. Wegen der Lichtschwäche des Bildes war es sehr schwierig, die Messungen genau auszuführen; es wurden daher eine große Anzahl von Ablesungen gemacht. Der gemessene Winkel war sehr klein, d. h. niemals größer als  $3^\circ$ , wovon man  $2,75^\circ$  abziehen mußte (p. 973). Es ist daher möglich, daß für noch größere Verzögerungen Kerrs Phänomen wieder auftritt, doch ist dieser Schluß wegen der Schwierigkeit der Messung nicht absolut bindend. Jedenfalls war die Dämpfung sehr groß, und die Methode gibt tatsächlich nur den Teil der Kurve von 0 bis  $t_1$  (wo das Kerrsche Phänomen zum ersten Mal verschwindet).

#### Die numerische Berechnung.

Bei der Entwicklung der Theorie über die Beziehung zwischen  $Q$  und  $t$  und zwischen  $\varphi$  und  $t$  wurden zwei Annahmen gemacht, nämlich 1. daß

$$R^2 < 4 \frac{L}{C}$$

ist, und 2. daß Kerrs Phänomen augenblicklich den Änderungen des elektrischen Feldes folgt.

Daraus, daß die Theorie mit dem Versuch übereinstimmt, folgt die Berechtigung dieser beiden Annahmen; immerhin dürfte es von Interesse sein, die Sache noch etwas genauer zu verfolgen.

*Selbstinduktion L.* Die Länge des Schließungskreises betrug ungefähr 198 cm, die Dicke 3,5 mm. Der Einfachheit halber setzen wir für 198 die runde Zahl 200 und nehmen an, daß

der Schließungskreis ein vollkommener Kreis sei. Dann ist nach der Formel von Bláthy

$$L = 4\pi + \left\{ 0,57944 + \log_2 \frac{2r}{d} - \frac{d}{r} - \frac{d^2}{96r^2} - \frac{d^3}{354r^3} \dots \right\},$$

wo  $r$  der Radius des Kreises und  $d$  der Durchmesser des Drahtes  $\equiv 3,5$  mm bedeuten. Führt man die Rechnung durch, so ergibt sich

$$L = 2308,75 \text{ elektromagnetische Einheiten.}$$

**Kapazität  $C$ .** Sei  $K$  die Dielektrizitätskonstante,  $f$  die Fläche der Platte und  $a$  die Entfernung zwischen den Platten, so ist, da

$$C = K \frac{f}{4\pi a}$$

und

$$f = 21 \times 3 = 63,$$

$$a = 0,3 \quad \text{und} \quad K = 2,5$$

$$C = 41,7775 \text{ elektrostatische Einheiten,}$$

$$= \frac{41,7775}{(3 \cdot 10^{10})^2} \text{ elektromagnetische Einheiten.}$$

Der Widerstand  $R$  betrug

$$161,2 \text{ Ohm} = 161,2 \cdot 10^9 \text{ absolute Einheiten.}$$

Da nun

$$(161,2 \cdot 10^9)^2 < \frac{4 \cdot 2308,75}{41,7775} \cdot 9 \cdot 10^{20},$$

also

$$R^2 < \frac{4L}{C},$$

so waren wir berechtigt, die letztere Formel unserer Theorie zugrunde zu legen.

Wir wollen nun untersuchen, ob die aus der Theorie sich ergebenden Werte a) für die Verzögerung, bei der Kerrs Phänomen verschwindet, und b) für die Lage der Wendepunkte mit den experimentell gefundenen übereinstimmen.

a) Aus der Gleichung

$$L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0 \quad (\text{p. 961}),$$

deren Lösung in unserem Fall

$$Q = A e^{-\frac{R}{2L}t} \cos \left\{ \left( \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right)^{1/2} t + \alpha \right\}$$

ist, folgt, wie schon erwähnt, daß die Periode der Oszillationen (Formel (2))

$$\frac{2\pi}{\left\{ \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} \right\}^{1/2}} = \frac{2\pi}{k}$$

ist. Führt man in diese Formel die oben berechneten Zahlengrößen für  $L$ ,  $R$  und  $C$  ein, so ergibt sich

$$\frac{\pi}{2k} = \frac{528,2}{8 \cdot 10^{10}}.$$

In gleicher Weise ergibt sich aus der Gleichung (2a)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{-R}{2Lk},$$

daß

$$\alpha = -(7^\circ 23').$$

Da nun

$$O t_1 = \frac{\frac{\pi}{2} - \alpha}{k} = \frac{\pi}{2k} \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\frac{\pi}{2}} \right\},$$

so erhalten wir, durch Einsetzen der Werte,

$$O t_1 = \frac{566,1}{8 \cdot 10^{10}}.$$

Das heißt wir müßten erwarten, daß Kerrs Phänomen für eine Verzögerung von 566,1 cm verschwinden würde oder nach dem Maßstab der Kurven Fig. 4 verlangt die Theorie, daß die Kurve die  $t$ -Achse berührt im Punkte  $t_1$ , wo

$$O t_1 = \frac{566,1}{30} = 18,8 \text{ Teilstrichen}$$

ist. Aus der Fig. 4 geht hervor, daß dieser Wert mit dem experimentell gefundenen übereinstimmt, besonders wenn man erwägt, daß die Messungen wegen der Lichtschwäche der Winkel nicht allzu genau ausgeführt werden konnten.

b) *Die Lage der Wendepunkte, besonders des ersten.*

Aus Formel (7) geht hervor, daß die Lage der Wendepunkte gegeben ist durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} k t = \frac{\frac{R}{2kL} \left\{ -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{L}{R^2 C}} \right\}}{1 - \frac{R^2}{2k^2 L^2} \left\{ 1 \pm \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{L}{R^2 C}} \right\}}.$$

Führt man hierin die oben gefundenen Werte für  $L$ ,  $R$  und  $C$  ein, so ist

$$\operatorname{tg} kt = \frac{0,125}{0,979} \quad \text{oder} \quad - \frac{0,255}{1,003}.$$

Verwirft man den negativen Wert als unmöglich zwischen  $O$  und  $t_1$  (Fig. 4), so erhält man für den ersten Wendepunkt

$$kt = 7^\circ 19' \quad \text{oder} \quad t = \frac{42,6}{3 \cdot 10^{10}}.$$

Wir müßten also erwarten, daß nach dem Maßstab von Fig. 4 der erste Wendepunkt die Abszisse  $OP$  hätte, wo

$$OP = \frac{42,6}{30} = 1,4 \text{ Teilstriche.}$$

Daß dies tatsächlich nahezu erfüllt ist, geht aus den Kurven 1 und  $a$  hervor.

#### Resultat.

1. *Die abgeleiteten theoretischen Folgerungen stimmen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen.*

2. Die sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Versuch führt zu dem Schluß, daß unsere Annahme, daß *Kerrs Phänomen augenblicklich den Änderungen des elektrischen Feldes folgt, äußerst wahrscheinlich ist.*

Die Herren Abraham und Lemoine haben in ihrer Abhandlung ebenfalls diesen Schluß gezogen, und zwar daraus, daß Kerrs Phänomen in dem so kurzen Zeitintervall von  $400/3 \times 10^{10}$  Sek. verschwindet. Zu demselben Resultat ist bereits Th. Des Coudres<sup>1)</sup> im Jahre 1893 gelangt. Aus den oben mitgeteilten Auseinandersetzungen geht hervor, daß dieser Schluß nicht nur äußerst wahrscheinlich, sondern so gut wie sicher ist.

#### Teil II.

**Anwendung der Methode von Abraham-Lemoine zur Bestimmung der Richtung und Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Entladungsröhren.**

Wheatstone gelangte im Jahre 1835 auf Grund der Beobachtung einer Entladung im rotierenden Spiegel zu dem Resultat, daß die Geschwindigkeit der Entladung nicht ge-

1) Th. Des Coudres, Verhandl. Deutsch. Naturf. u. Ärzte 1893.

ringer als  $8 \times 10^7$  cm pro Sekunde war. Plücker<sup>1)</sup> schloß auf Grund des magnetischen Verhaltens der Entladung, daß dieselbe von der positiven Elektrode ausging. Spottiswoode und Moulton<sup>2)</sup> fanden, daß die Zeit, welche die positive Elektrizität gebrauchte, um die ganze Röhre zu durchwandern, kürzer war als diejenige, welche die negative Elektrizität bedurfte, um die Kathode zu verlassen. Sie ermittelten ferner, daß positive oder negative Elektrizität viel schneller durch einen Draht von der Länge der Röhre fließt als durch die Röhre selbst. J. J. Thomson<sup>3)</sup>, welcher ebenfalls diese Frage behandelt hat, verwandte bei seinen Versuchen eine 15 m lange Röhre, die mit Ausnahme von zwei um 6 m voneinander entfernten Stellen vollständig mit Lampenruß geschwärzt war. Während ein Strom hindurchgeschickt wurde, wurden die Bilder der unbedeckten Stellen mit Hilfe von Spiegeln so auf einen rotierenden Spiegel geworfen, daß sie, wenn der letztere sich in Ruhe befand, eine Gerade bildeten. Bei schneller Rotation trennten sie sich voneinander. Wurde der Strom gekehrt, so vertauschten die Bilder ihre relative Lage zueinander. Es ergab sich nach dieser Methode, daß die Entladung unabhängig von der Natur der Elektroden stets von der Anode zur Kathode wanderte, und daß für einen Druck von 0,8 mm die Geschwindigkeit der Entladung ungefähr die Hälfte von derjenigen des Lichtes betrug.

E. Wiedemann und G. C. Schmidt<sup>4)</sup> haben ferner gezeigt, daß unter bestimmten Verhältnissen eine *scheinbare* Fortpflanzungsgeschwindigkeit von nur etwa 200 m pro Sekunde beobachtet wird. In den leuchtenden wandernden Massen von Wüllner, Righi u. a. haben wir eine scheinbare außerordentlich langsame Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität. Da die Resultate der einzelnen Forscher somit gar nicht untereinander übereinstimmen, so war es wünschenswert, nach einer neuen Methode die obige Größe zu bestimmen, und

1) J. Plücker, Pogg. Ann. 107. p. 89. 1859.

2) W. Spottiswoode and J. Moulton, Phil. Trans. (II) 171. p. 641. 1880.

3) J. J. Thomson, Recent Researches p. 115 ff. 1893.

4) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 66. p. 334. 1894.

hierzu *schien* die von Abraham und Lemoine gegebene Anordnung ein vorzügliches Hilfsmittel zu bieten.

In den einfachen Schließungskreis (Fig. 3), für den die Doppelbrechung durch die Kurven (Fig. 4) dargestellt wird, sei eine Entladungsröhre (Fig. 5) eingeschaltet. Dieselbe sei geschwärzt, nur zwei kleine Stellen *a* und *b*, die als Lichtquellen dienen sollen, seien unbedeckt. Es war nun zu erwarten, daß man mit letzteren ähnliche Kurven für die Doppelbrechung erhalten würde wie für den Funken (Fig. 4). Schreitet die Entladung von *a* nach *b* fort, so würde man für *a* für die Doppelbrechung eine Kurve von ungefähr der Form *A, A<sub>0</sub>, A'*

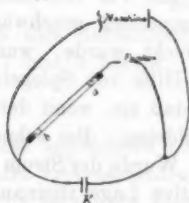


Fig. 5.

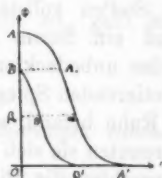


Fig. 6.

voraussichtlich beobachten und für *b* die Kurve *BB'* (Fig. 6). Die obere Kurve würde dem Ende der Röhre entsprechen, von dem die Entladung ausgeht. Da gar keine Veranlassung vorliegt, weswegen *BB'* anders gestaltet sein sollte, als *AA'*, so war zu erwarten, daß  $BA_0 = B'A' = \beta\alpha \dots$  sein würde, oder mit anderen Worten, daß man durch eine parallele Verschiebung *BB'* mit *AA'* zur Deckung bringen würde.

Aus den Kurven ließe sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Entladung leicht berechnen. Entspräche  $\beta\alpha$  beispielsweise irgend einer Verzögerung  $\Delta$  cm längs des Lichtstrahles, und wäre die Entfernung zwischen *a* und *b* in der Röhre  $\Delta'$  cm, so wäre die Geschwindigkeit der Entladung einfach

$$\frac{\Delta'}{\Delta} (3 \times 10^{10}).$$

Die Zeit  $\beta_0\alpha$  ist offenbar gleich der Zeit, welche die Entladung gebraucht, um von *a* nach *b* zu wandern, plus der Zeit  $\beta_0\beta$  oder mit anderen Worten: die Zeit, welche die Entladung zur Zurücklegung des Weges *ab* bedarf, ist gleich  $\beta\alpha$ .

Es war daher zu erwarten, daß man für jede horizontale Entfernung zwischen den Kurven die Geschwindigkeit würde bestimmen können.

Diese Vermutung hat sich nicht bestätigt, die Versuche ergaben alle negative Resultate. Trotzdem teile ich sie mit, da man aus denselben andere Schlüsse ziehen kann.

### Versuche.

1. Die ersten vorläufigen Versuche wurden mit einer mit Wasserstoff gefüllten Geissleröhre angestellt. Die Anordnung gibt die Fig. 5 wieder, nur waren vor dem Kondensator zwei kleine  $\text{CuSO}_4$ -Widerstände eingeschaltet. Messungen wurden ausgeführt für direktes und für verzögertes Licht (*a*) mit dem Funken und (*b*) mit der Mitte der Röhre als Lichtquelle.

Die folgenden Winkel wurden gemessen.

a) Funken als Lichtquelle.

b) Die Mitte der Röhre als Lichtquelle.

V in cm	Winkel
30	22,1°
172	19,1
218	16,9
257	15,1
298	12,8
360	11,1
690	4,6

V in cm	Winkel
30	34,6°
172	28,4
257	24,5
360	22,2
690	19,8

Es wurde nun die Anordnung in mannigfacher Weise variiert, so wurde die Röhre zuerst mit dem positiven Pol der Maschine, darauf mit dem negativen Pol verbunden, der eine Pol wurde zur Erde abgeleitet, Widerstände und Selbstinduktion eingeschaltet etc. Es ergab sich *stets für den Funken ein viel kleinerer Winkel als für die Röhre*. Die Erklärung dieser Erscheinung sowie der bei anderen Anordnungen entgegengesetzten findet sich am Schluß der Abhandlung.

2. Röhre zwei Meter lang. Die ersten definitiven Versuche, die Richtung und Geschwindigkeit der Entladung zu bestimmen, wurden mit einer 2 m langen Röhre angestellt; Durchmesser betrug 6 mm (Fig. 7). Sie war mit schwarzem Lack bedeckt, nur drei Stellen bei *a*, *b* und *c* blieben unbedeckt. Die Ebene



der Röhre war vertikal und stand senkrecht zu der Richtung des Fernrohres. Die Stellen *a*, *b* und *c* wurden nacheinander in die Lage gebracht, die ursprünglich der Funke einnahm.

Bei einer ersten Reihe von Versuchen besaß die Röhre überall den gleichen Durchmesser, später wurden die Enden, in welche Aluminiumelektroden eingekittet waren, erweitert, wie es Fig. 7 zeigt. Die Entfernung längs der Röhre zwischen *a* und *b* und *b* und *c* betrug 58 cm. Der Druck betrug ungefähr  $\frac{1}{2}$  mm; Druckänderungen von  $\frac{1}{10}^{\circ}$  bis  $\frac{2}{10}$  mm riefen keine nennenswerten Änderungen des Winkels hervor. Die Funkenstrecke bestand aus zwei Messingkugeln von 2,5 cm Durchmesser, deren Entfernung voneinander

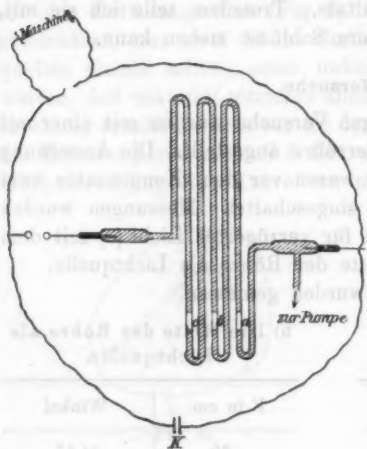


Fig. 7.

ander mittels einer Mikrometerschraube verändert wurde. Der Schließungskreis war so klein als möglich.

Aus den Beobachtungen ergibt sich, daß *keine* Kurven wie in Fig. 6 erhalten wurden. Die Differenzen zwischen den Werten für *a*, *b* und *c* in jeder Reihe sind so klein — sie liegen innerhalb der Beobachtungsfehler —, daß man keinen Schluß weder auf die Richtung noch auf die Geschwindigkeit ziehen kann.

3. *Eine kürzere Röhre.* Die nächste Röhre, welche ich benutzte (Fig. 8) hatte denselben Durchmesser wie die vorige, war aber viel kürzer. Die Funkenstrecke und die Stellen *a* und *b* waren so angeordnet, daß sie bequem mittels einer Schraubenvorrichtung in das Gesichtsfeld nacheinander gebracht werden konnten. Um den Druck längere Zeit konstant zu halten, wurde eine große Woulffsche Flasche eingeschaltet; der Druck wurde mittels eines McLeodschen Manometers abgelesen. Die Entfernung zwischen *a* und *b* in der Röhre betrug 110 cm. Die Funkenstrecke bestand aus Messingkugeln

von ungefähr 7 mm Durchmesser. Es wurden sechs verschiedene Versuchsreihen ausgeführt, und zwar Versuchsreihe I mit Induktorium. Der Druck betrug am Anfang 0,95 mm, am Ende 1 mm. Versuchsreihe II mit Elektrisiermaschine und  $\text{CuSO}_4$ -Widerständen. Der Schließungskreis bestand aus dickem Draht. Die Länge der Funkenstrecke war dieselbe wie vorher. Der Druck betrug am Anfang 0,099 mm, am Ende 0,114 mm. Versuchsreihe III mit Elektrisiermaschine. Die Anordnung war dieselbe wie vorher. Der Druck variierte im Laufe der Untersuchung von 0,255 bis 0,315 mm. Versuchsreihe IV. Die Funkenstrecke wurde ausgeschaltet. Ver-

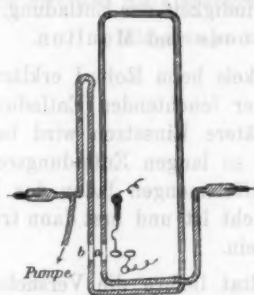


Fig. 8.



Fig. 9.

suchsreihe V mit Elektrisiermaschine und Funkenstrecke (zwei Messingkugeln von 2,5 cm Durchmesser), ohne Widerstand; der Schließungskreis war so kurz als möglich. Druck 0,37 mm. Versuchsreihe VI mit Influenzmaschine und Funkenstrecke (Entfernung der Kugeln voneinander 2 m), Druck 0,372 mm am Anfang und 0,383 mm am Ende.

4. Eine kurze, weite Röhre. Es wurde eine Röhre von der Form Fig. 9 benutzt; *a* und *b* sind kapillar. Der Durchmesser der weiten Röhre betrug 18,8 mm, die Entfernung von *a* nach *b* war in der Röhre gleich 92 cm. Auch hier wurden die Versuchsbedingungen mannigfach variiert.

Alle Beobachtungsreihen ergaben, daß, gleichgültig ob wir direktes oder verzögertes Licht anwenden, die Winkel für *a* dieselben sind wie für *b*. Dasselbe gilt für die mit der Funkenstrecke als Lichtquelle gemessenen Winkel; dieselben sind größer

*als die entsprechenden von a und b. Es läßt sich daher aus diesen Beobachtungen ein Schluß weder über die Richtung der Entladung, noch über deren Geschwindigkeit ziehen.*

Trotz dieser negativen Resultate läßt sich aus den Beobachtungsreihen folgendes entnehmen: Beobachtungen mit Röhre II, III und IV zeigten, daß der Winkel selbst bei einer Verzögerung von 4 m und mehr sich nicht ändert. Dies deutet darauf hin, daß *die Entladung und der Funke länger andauert, als die Zeit beträgt, welche das Licht gebraucht, um diesen Weg zurückzulegen.* Aus der Länge der Röhre ergibt sich sofort, daß dieser Schluß nicht übereinstimmt mit dem von J. J. Thomson gefundenen Wert für die Geschwindigkeit der Entladung, wohl aber mit dem von W. Spottiswoode und Moulton.

Der kleinere Wert des Winkels beim Rohr I erklärt sich aus einem späteren Einsetzen der leuchtenden Entladung im Rohr, als im Funken. Das spätere Einsetzen wird bedingt durch die große Kapazität eines so langen Entladungsrohres; die zuerst übergeladenen Elektrizitätsmengen laden das Rohr, bis das Entladungspotential erreicht ist und erst dann tritt im Rohr die leuchtende Entladung ein.

Ein entgegengesetztes Resultat liefern die Versuche mit einem gewöhnlichen mit Wasserstoff gefüllten Geisslerrohr. Der Winkel im Rohr war stets größer als der im Funken. Es fragt sich, wie läßt sich dies erklären? Auch hier wird aus gleichem Grunde wie beim langen Entladungsrohr die leuchtende Entladung im Rohr später als die im Funken einsetzen, jedoch wird der Zeitunterschied entsprechend der sehr viel kleineren Kapazität des Geisslerrohres sehr viel kleiner sein. Nun haben frühere Versuche gezeigt, daß die Dauer des Leuchtens sowohl beim Funken als auch beim Geisslerrohr sehr kurz sind. Aus der Tatsache, daß der Winkel im Geisslerrohr größer war als der im Funken, muß man schließen, daß die Dauer des Leuchtens im Geisslerrohr wesentlich kürzer ist als im Funken. Genauere Untersuchungen, die aber außerhalb des Rahmens der vorliegenden Arbeit liegen, müssen die Verhältnisse klären und vor allen Dingen entscheiden, ob man aus der Art des Aufleuchtens Rückschlüsse auf die Geschwindigkeit der Fortpflanzung machen kann.

Lehr  
der  
sow  
Rats  
der  
Dan  
Dr.  
die  
ließ  
opti  
willi

Es sei mir an dieser Stelle erlaubt, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Prof. Dr. E. Wiedemann, für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit und seine Hilfe während derselben sowie Hrn. Prof. Dr. G. C. Schmidt für seine wertvollen Ratschläge und für die viele Mühe und Zeit, die er mir in der lebenswürdigsten Weise geopfert hat, meinen herzlichen Dank auszusprechen. Ebenso möchte ich Hrn. Privatdozenten Dr. Wehnelt für seine vielen nützlichen Vorschläge und für die freundliche Unterstützung, die er mir immer zuteil werden ließ, Hrn. Prof. Dr. Lenk für die gütige Überlassung seiner optischen Bank, Hrn. Abraham endlich für seine mir bereitwilligst erteilten Aufklärungen meinen besten Dank abstatten.

(Eingegangen 12. November 1904.)

#### 4. Über den sogenannten Halleffekt in Elektrolyten; von Richard Heilbrun.

Die Frage, ob in Elektrolyten die Stromfäden elektromagnetisch verschiebbar sind oder nicht, ist durch eine Reihe von Arbeiten verschieden beantwortet worden. Von einem wenig aufgeklärten Versuche Wiedemanns<sup>1)</sup> abgesehen, behandelt den Gegenstand und zwar als „Halleffekt in Elektrolyten“ zuerst Roiti.<sup>2)</sup> Dieser hat einen Effekt gefunden, der einem Hall'schen gleichsieht, übrigens zu seiner Entwicklung Zeit braucht. Roiti schreibt ihn freilich nicht einer Ablenkung der Stromfäden zu, will aber auch den Halleffekt in Leitern erster Ordnung<sup>3)</sup> nicht so aufgefaßt wissen. Roiti und mit ihm die Literatur nennt seinen Versuch negativ. Man findet es ganz in der Ordnung, daß Bagard<sup>4)</sup> dieser Ansicht widerspricht und sie *prématurée* nennt. Er beobachtete schon bei Feldstärken von 300—400 Einheiten und bei Schichten von 1,6 mm Dicke einen Effekt, der wie Roiti's zu seiner vollen Ausbildung Zeit — 2—3 Min. — in Anspruch nahm. Bei verdünntem Zinksulfat soll der Effekt von der Größenordnung wie beim Wismut, bei relativ konzentriertem Kupfersulfat kleiner gewesen sein. Den Behauptungen von Bagard ist dann von

1) G. Wiedemann, Lehrbuch der Elektrizität 3. p. 100. 1883.

2) A. Roiti, Atti della Acad. dei Lincei (3) 12. p. 397. 1882; Journ. de Phys. (2) 2. p. 518. 1883.

3) Es ist übrigens auffallend, daß noch niemand probiert zu haben scheint, den Halleffekt der Leiter erster Ordnung wirklich umzukehren. Man sollte erwarten, daß im starken Magnetfelde drehbar aufgehängte kongruente stromdurchflossene Windungen aus ganz dünnen Bändern von Kupfer und von Hallmaterialien Ablenkungsdifferenzen zeigen müßten, jedenfalls wenn der Halleffekt in einer wirklichen, vielleicht auch wenn er in einer scheinbaren Ablenkung der Stromfäden besteht. Freilich wird die notwendige Kongruenz der Bänder experimentell nicht ganz leicht zu erreichen sein.

4) H. Bagard, Compt. rend. 122. p. 77. 1896; 123. p. 1270. 1896; Journ. de Phys. 5. p. 499. 1896.

Florio<sup>1)</sup> und von Chiavassa<sup>2)</sup> widersprochen worden, und zwar wendet sich Florio gegen Bagards, von ihm ohne Erfolg wiederholte Versuche, Chiavassa gegen ihre Auslegung. Aber Bagard<sup>3)</sup> will beider Einwendungen nicht gelten lassen, verteidigt energisch seinen „Halleffekt bei Elektrolyten“ und behauptet, daß Florio zu konzentrierte Lösungen und zu kleine Ströme angewandt habe.

In der That sollte der Unbefangene auch den Effekt für möglich halten; liegt doch beim Elektrolyten, im Gegensatz zum Metall, das Leitermaterial nicht unbeweglich und starr in der Leitungsbahn. Elektrische und materielle Massen sind miteinander verknüpft und gleich beweglich. Beide werden durch das Lösungsmittel hindurch von elektrischen Kräften vorwärts geführt. Sollten sie nicht durch eine elektromagnetische Zugkraft, die auf Anion und Kation in gleicher Richtung wirkt, von ihrem nach vorwärts gerichteten Wege seitlich abgedrückt werden können? Das hängt, wie ich in einem früheren Aufsatz<sup>4)</sup> schrieb, eben davon ab, ob „die ablenkende Kraft groß genug ist, um gegen die die Ionen in gerader Richtung vorwärts führende Kraft aufkommen zu können“. Oder mit anderen Worten: sind die elektrolytischen Stromfäden, d. h. die Ionenschwärme oder Ionenketten, so unelastisch oder die Reibung in der umgebenden Flüssigkeit so groß, daß sie starr oder wie in eine breiige Masse eingebettet, von den mit dem Versuche erreichbaren Zugkräften unbeeinflusst bleiben? Die ablenkende Kraft ist bekanntlich der Länge des abgelenkten Leiterstückes proportional. Soll man dafür nun den ganzen im Magnetfeld zurückgelegten elektrolytischen Weg oder etwa nur die Länge des einzelnen Ions einsetzen? Darüber liefert auch keine Klarheit eine theoretische, begrifflich schwer durchsichtige Arbeit, die Donnan<sup>5)</sup> unter Bezugnahme auf eine mir nicht zugängliche von van Everdingen veröffentlicht hat, und die in der Literatur wenig beachtet geblieben zu

1) F. Florio, *Nuovo Cimento* (4) 4. p. 106. 1896; 6. p. 107. 1897.

2) F. Chiavassa, *Electricista* 6. Nr. 10. 1897; *Nuovo Cimento* (4) 6. p. 296. 1897.

3) H. Bagard, *Journ. de Phys.* (3) 7. p. 426. 1897.

4) R. Heilbrun, *Zeitschr. f. Elektrochemie* 9. p. 114. 1903.

5) F. G. Donnan, *Phil. Mag.* (5) 36. p. 465. 1898.

sein scheint. Sie kommt jedenfalls zu dem Schluß, daß der Effekt selbst in vollständig dissoziierten Elektrolyten weit unter der Beobachtungsgrenze — wenn ich nicht irre, bei  $10^{-8}$  mal dem des Wismuts — liegt.

Ein gleichfalls negatives Ergebnis haben neuerdings Versuche von Moretto<sup>1)</sup> gehabt, der Streifen von Filtrier- und Seidenpapier (0,15 und 0,03 mm dick) mit Elektrolyten getränkt hat. Desgleichen untersuchte er ohne Erfolg zwischen ebenen Glasplatten befindliche Schichten von 0,03 mm, wobei er als Elektrolyte verdünnte Schwefelsäure, Kupfersulfat und Wismutnitrat verwandte. Auch Quecksilber und Wismut-amalgam hatte keinen Erfolg. Trotzdem Moretto seiner originellen Methode<sup>2)</sup> eine große Empfindlichkeit zuschreibt, konnte er bei keiner der angewandten Flüssigkeiten einen Halleffekt finden.

Der Widerspruch dieser Arbeiten mit denen von Roiti und Bagard mußte lösbar sein. Es kam darauf an, durch verschiedene Methoden eindeutig und widerspruchsfrei nachzuweisen, wer von jenen Autoren Recht hat, und dann womöglich zu zeigen, worin der Irrtum der Andersmeinenden liegt. Von den verschiedenen Versuchen, die zu diesem Zwecke angestellt wurden, seien hier zwei beschrieben. Der erste war in dem angeführten Aufsätze als die Erzeugung von „Metallabscheidungen mit schräger Oberfläche“ vorgeschlagen. Die in einem längeren Zeitraume abgeschiedene Metallmenge liefert von selbst das Integral über die auf elektrischem Wege zu bestimmenden sekundlichen Einzelwirkungen und wird mit der Wage als einem so außerordentlich genauen Meßinstrumente ermittelt.

Es wurde Kupfersulfat zwischen Kupferblechen elektrolysiert, und zwar war die Anordnung so getroffen, daß vor und nach der in der Horizontalen stattfindenden Elektrolyse das Kathodenblech in der Richtung der etwaigen elektromagnetischen Ablenkung der Ionenbahnen, d. h. hier übereinander, in drei getrennt zu wägende Teile zerlegt werden konnte. Diese drei Teile waren Quadrate von ungefähr 14,5 mm Seitenlänge. Zur Erzeugung einer gut anhaftenden Kupferschicht sind in

1) P. Moretto, Physik. Zeitschr. 4. p. 352. 1903.

2) P. Moretto, Physik. Zeitschr. 1. p. 372. 1900.



unserem Falle ungefähr  $35 \cdot 10^{-3}$  Amp. erlaubt. Tatsächlich flossen nur etwa  $23,0 \cdot 10^{-3}$  Amp. während anderthalb Stunden. Da ein Coulomb 0,3289 mg Cupriionen ausscheidet, sollte hier die Kathode um  $0,3289 \cdot 23,0 \cdot 10^{-3} \cdot 1,5 \cdot 60 \cdot 60 \text{ mg} = 0,0409 \text{ g}$  schwerer geworden sein. Die tatsächlichen Zahlen für die drei Teilbleche waren:

Oberes Blech	Mittleres Blech	Unteres Blech
0,6817	0,7538	0,8676
0,6698	0,7377	0,8562
0,0124 g	0,0161 g	0,0114 g

in Summa 0,0399 g. Daß die drei Teilbleche nicht genau gleiche Anteile an Strom bekamen, lag an ihren Kontakten. Bei der vorhandenen Anordnung waren die Übergangswiderstände schwer in allen drei Fällen gleich zu machen.

Nun wurde dieselbe Elektrolyse im Felde eines du Bois'schen Elektromagneten vorgenommen, und zwar so, daß die horizontalen Stromfäden von dem horizontalen Felde senkrecht geschnitten wurden. In dem Interferikum von 25 mm zeigte die frisch geeichte Wismutspirale <sup>1)</sup> etwa 7000 Linien pro  $\text{cm}^2$  an.

Überlegen wir, nach welchem der Bleche hin der elektromagnetische Druck gerichtet war. Nach alter Regel stellt man Mittelfinger, Zeigefinger und Daumen der rechten Hand wie die drei Achsen eines Koordinatensystems zueinander senkrecht. Wenn dann der Mittelfinger in der Richtung der magnetischen Kraftlinien — hier von links nach rechts —, der Zeigefinger in die des Stromes — von hinten nach vorn — gelegt wird, so gibt der Daumen — von unten nach oben — die Richtung der elektromagnetischen Zugkraft an. Das unterste Blech hätte demnach weniger Kupfer, das oberste Blech mehr bekommen können. Die Elektrolyse im Felde der angegebenen Stärke ergab die Zahlen:

Oberes Blech	Mittleres Blech	Unteres Blech
0,8949	0,7708	0,8797
0,6817	0,7538	0,8676
0,0182 g	0,0165 g	0,0121 g

1) die mir Hr. Oberingenieur Dr. G. Stern freundlichst zur Verfügung gestellt hatte.



in Summa 0,0418 g. Die Steigerung von 0,0399 auf 0,0418 g bei unveränderter Zeit und Batteriespannung beruht vermutlich auf der von der Erwärmung — durch die Elektrolyse selbst oder durch Strahlung des Magneten — oder aus anderer Ursache bewirkten Verkleinerung des Widerstandes. Aus den abgeschiedenen Metallmengen sieht man, daß das Feld die Stromlinien *nicht* aufwärts gedrückt hat. Jedenfalls wäre eine Mehrabscheidung von 1,0 mg auf dem oberen Blech ganz klar erkannt worden. Es hat tatsächlich erhalten 13,2 mg. Bei Mehrabscheidung von 1 mg wären demnach die auf ihm mündenden Stromfäden um  $1/13,2$  ihrer Anzahl vermehrt worden, d. h. sie wären um den gleichen Teil der Blechhöhe, also um  $14,5/13,2 = 1,1$  mm nach oben gedrückt worden. Die Elektroden waren 45 mm voneinander entfernt. Die die Ionen elektromagnetisch aufwärts treibende Kraft mußte also 1,1 betragen haben, wenn die sie im Strome elektrolytisch vorwärts treibende Kraft 45 groß war, d. h. die erste wäre als wirksamer ganz sicher erkannt worden, wenn sie von der zweiten mehr als 3 Proz. betragen hätte. Der Versuch beweist demnach, daß, wenn überhaupt eine Ablenkung der Stromfäden im Elektrolyten stattfindet, sie unter den vorliegenden Bedingungen weniger, vermutlich sogar sehr viel weniger als 3 Proz. ausmacht, und bestätigt die Resultate von Florio, Chiavassa, Donnan und Moretto. In Übereinstimmung damit gelang es mir — wenigstens bei einem einmaligen Versuche — auch nicht, die von Des Coudres<sup>1)</sup> beschriebene Umformung von Wechselstrom in Gleichstrom mittels einer im Wechselfelde befindlichen Halplatte auf Elektrolyte zu übertragen.

Trotzdem blieb aber der Widerspruch mit Roiti und Bagard. Auch verlangten eigene, ältere Beobachtungen, die mir damals als eine Ablenkung elektrolytischer Stromfäden erschienen waren, eine Fortsetzung der Versuche. Diese drehten sich besonders darum, mittels der an anderer Stelle<sup>2)</sup> beschriebenen Tastmethode die Verteilung des Potentials  $V$  in einem stromdurchflossenen Elektrolyten zu bestimmen. Es

1) Th. Des Coudres, Physik. Zeitschr. 2. p. 586. 1901.

2) R. Heilbrun, Widerstand und Stromverlauf. Elektrotechn. Zeitschr. 25. 1904.

sollten zwei Parallelversuche die einander entsprechenden Potentialbilder innerhalb und außerhalb des Magnetfeldes liefern und aus diesen eine klare Drehung oder Nichtdrehung der Äquipotentiallinien<sup>1)</sup> ergeben. Das Blech wurde dabei durch den Inhalt einer elektrolytischen Wanne von den inneren Abmessungen 150.80.25 mm ersetzt, welcher gewöhnlich aus einer 5 proz. Lösung von Kupfersulfat<sup>2)</sup> in einer Höhe von

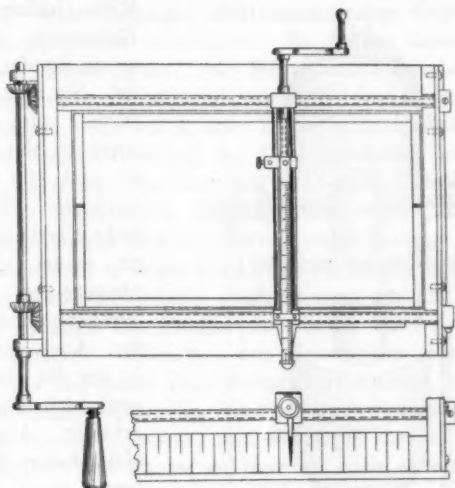


Fig. 1.

etwa 1 cm bestand. Aus der in ein Drittel natürlicher Größe gezeichneten Abbildung (Fig. 1) sieht man, wie über der aus ebenen Glasplatten zusammengeklebten Wanne ein Schlitten in beiden Achsenrichtungen  $x$  und  $y$  eines horizontalen Koordinatensystems leicht und sicher eingestellt werden kann. In den Schlitten wird vertikal ein dünner Kupferdraht als beweg-

1) Merkwürdigerweise scheint ein solches Tastbild bei Hallplatten wirklich durch den Versuch noch gar nicht aufgenommen, sondern immer nur aus der elektromotorischen Kraft der Hallelektroden für die Darstellung konstruiert worden zu sein.

2) Das Salz war zur Entfernung von Spuren von Eisen umkristallisiert worden.

liche Sonde eingespannt. Schlitten und Sonde dürfen sich natürlich nicht wesentlich über die Wanne erheben, damit das Ganze in dem jetzt 40 mm großen Interferikum des Elektromagneten Platz hat. Natürlich ist, wie man aus Fig. 2 sieht, der Magnet um 90° gedreht worden. Er wurde durch Eisenstangen, Drahtseile und Schraubzwingen in seiner unnatürlichen Lage gehalten. Den Schmalseiten der Wanne waren in der

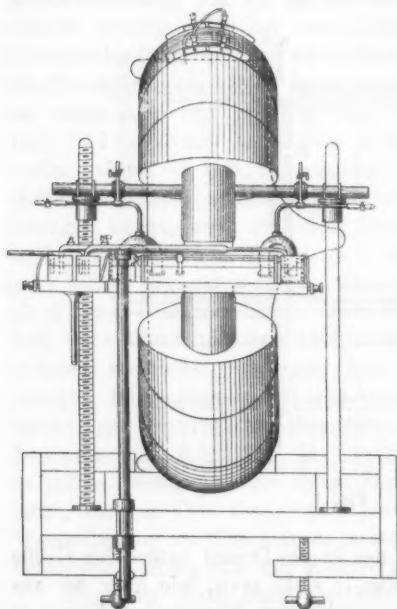


Fig. 2.

Mitte halbzyklindrische Elektroden aus massivem Kupfer aufgekittet. Sie dienten einem Strome zum Ein- und Austritt, der zwischen 10 und 100 Milliamp. wechselte. Sonde und linke Elektrode führten zu einem als Spannungszeiger geeichten Drehspulengalvanometer. Auch sonst wurde in der für Bleche ausgetrobbten Weise gearbeitet. Aber alle in vielfachster Wiederholung, ohne oder mit Feld angestellten Versuche lieferten keine schönen Potentialbilder. Einige waren zwar so, daß die Äquipotentiallinien wenigstens den

Charakter derer auf dem Blech hatten. Meistens sprang aber plötzlich eine der für ein  $y = \text{const.}$  gemessenen Kurven  $V = f(x)$  ganz aus dem Zusammenhang heraus, und die Äquipotentiallinien nahmen einen abenteuerlichen und nur durch die Reihenfolge der Messungen bestimmten Verlauf.

Zu diesem Resultate vereinigten sich eine Reihe von Fehlerquellen, welche vollständig zu überwinden nicht gelang. Erstens besaß das Elektrodenkupfer gegen den Elektrolyten

nicht die gleiche Potentialdifferenz, wie das Sondenkupfer. Diese konstante Abweichung hätte nichts geschadet. Sie konnte auch immer für längere Zeit durch gleichzeitiges Verkupfern der Elektroden und der Sonde in demselben Bade aufgehoben werden. Unangenehmer waren die durch die Elektrolyse selbst bewirkten Konzentrationsverschiebungen. Sie machten sich in einer mit der Dauer der Elektrolyse anwachsenden, bei Wannenkurzschluß verschwindenden elektromotorischen Gegenkraft an den Wannenklappen bemerkbar. Sie hätten durch Verwendung eines Elektrolyten, wie Silbernitrat, gehoben werden können, dessen Ionen annähernd gleiche Wanderungsgeschwindigkeiten besitzen. Es wurde aber Kupfersulfat beibehalten und der Strom unter Beachtung der Uhr regelmäßig kommutiert.

Auch jetzt war das Resultat nicht befriedigend, und das Siemens & Halskesche Galvanometer wurde durch mein früher beschriebenes Elektrolytgalvanometer<sup>1)</sup> ersetzt. Natürlich durfte dieses nicht in seiner alten Form verwandt, sondern mußte nach dem Drehspulenprinzip umkonstruiert werden, so daß der in Fig. 3 in etwa ein Fünftel natürlicher Größe gezeichnete Apparat entstand. Zwischen den Polschuhen eines Magnet-systems, das aus einem Telephoninduktor stammt, hängt drehbar ein U-förmiges Glasrohr, das mit seinen Schenkeln unten in Glasnäpfe taucht. Glasrohr und Glasnäpfe sind mit Schwefelsäure gefüllt. Die Säure soll nur so hoch stehen, daß die Enden der beiden Windungsschenkel eben ihr Niveau berühren. Tauchen sie auch nur wenig tiefer ein, so drücken Reibung und Kapillarität die Empfindlichkeit außerordentlich herab. Wie üblich, dient ein Kern aus weichem Eisen zur Verkleinerung des magnetischen Widerstandes, ein Kupferrahmen zur Dämpfung. Aus der Wanne führten, wie in Figg. 2 und 4 gezeichnet — unter Vermittelung von Zwischengefäßen —, mit Schwefelsäure gefüllte Röhren zum Galvanometer. Galvanometer und Zwischengefäße standen auf Tischchen, deren Höhe durch Mikrometerschrauben genau eingestellt werden konnte.

1) R. Heilbrun, l. c. — Übrigens ist mir nicht bekannt, ob das Instrument jemals nachgebaut worden ist. Natürlich kann seine Empfindlichkeit sehr viel größer gemacht werden, als sie es damals bei dem ersten Modell war. Man könnte sie sogar vielleicht so weit treiben, daß sie zur Messung von Potentialdifferenzen von Flüssigkeiten ausreicht.

Die Röhren hingen an je zwei Stellen mittels kleiner Blechmanschetten an Bindfäden, und diese waren je über eine feste Rolle mit einem Gegengewicht ausbalanciert. Am Wannende

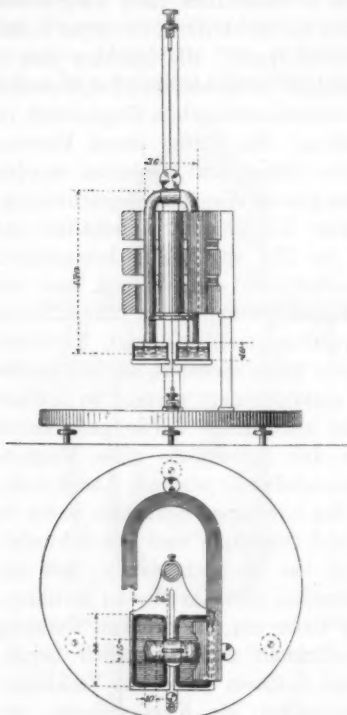


Fig. 8.

1000 Ohm erhöht wurde. Jedes Volt an den Enden der elektrolytischen Leitung ergab auf der vom Spiegel 2 m entfernten Skala 20 mm Ausschlag.

Trotzdem wurden für dieselbe Sondenstellung bei verschiedenen Versuchen kaum jemals gleiche Galvanometerausschläge

1) Mit dem Korkbohrer wurden aus Pergamentpapier Scheibchen ausgestanzt und diese mit ein wenig dünnflüssigem Siegellack den Röhrenöffnungen aufgeklebt.

liefen die Röhren in mit Diaphragmen aus Pergamentpapier<sup>1)</sup> verschlossene Sonden — eine feste und eine bewegliche — aus. Die bewegliche Sonde war dabei mittels einer aufgekitteten Metallfassung in den Schlitten der Wanne eingesetzt. Um dann den Schlitten bewegen zu können, war ein großer Teil der Glasröhre durch einen Gummischlauch ersetzt (Fig. 4). Das Arbeiten mit dem Elektrolytgalvanometer und den an 2 m langen, mit Schwefelsäure gefüllten Glasröhren war gegen alle Erwartung kaum weniger angenehm, als mit jedem anderen Galvanometer. Auch die Empfindlichkeit war ausreichend, trotzdem der Widerstand des Instrumentes allein von 70 Ohm durch die lange Säureleitung auf

gemess  
Wann  
zelle  
legen  
Wann  
wodu  
kupfe

W  
or  
je  
so  
E  
K

gemessen. Auch das erwähnte jedesmalige Kommutieren des Wannenstromes — unter Pufferung des Ausschlages mit Hilfszelle und Taster — half nicht recht. Ebenso wenig das Herauslegen der Kupferelektroden in Vorgefäße und die Verbindung von Wanne und Vorgefäßen durch mit Kupfersulfat gefüllte Heber, wodurch auch die Verschmutzung der Wanne mit Schwammkupfer verhindert wurde. Ebenso wenig die Zuführung des

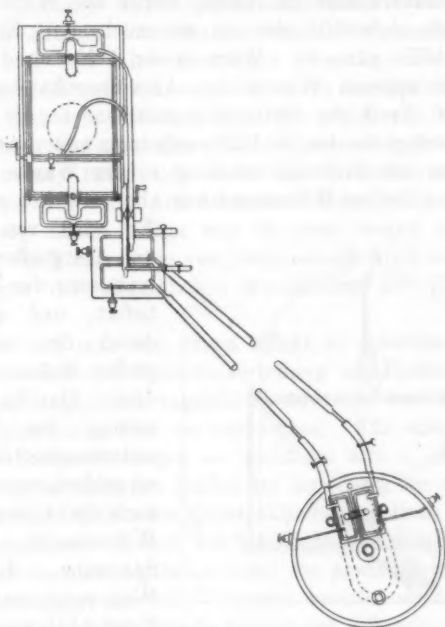


Fig. 4.

Wannenstromes auf elektrolytischem Wege, wie sie die Anordnung der Figg. 2 und 4 zeigt. Es führten dann aus beiden je als halbe Akkumulatorenzelle fungierenden Vorgefäßen schwefelsäuregefüllte, mit Pergamentdiaphragmen verschlossene Heber in das Kupfersulfat, das auf diese Weise ohne jede Kupferausscheidung elektrolysiert wurde.

Natürlich wurde immer peinlich auf Konstanz der speisen-

den Batterie geachtet. Nach dem Abschalten arbeitete sie, um das sogenannte Erholen der Spannung zu vermeiden, auf einen dem der Wanne gleichen Belastungswiderstand.

Von vornherein war als gefährlichste Störungsquelle die Widerstandsverminderung des Elektrolyten durch den Strom selbst angesehen worden. Bei den Versuchen vergrößerte sich fortwährend der Strom. Um trotzdem die Potentialverteilung möglichst unverändert zu lassen, wurde der Widerstand des Stromkreises außerhalb des zu untersuchenden Elektrolyten möglichst klein gemacht. Wäre dieser Widerstand Null gewesen, mit anderen Worten der Angriffspunkt der elektromotorischen Kraft der Batterie unmittelbar an die Wannenklemmen verlegt worden, so hätte sich trotz steten Anwachsens des Stromes die Potentialverteilung in der Wanne nicht geändert. Der äußere Widerstand war aber natürlich nicht Null.

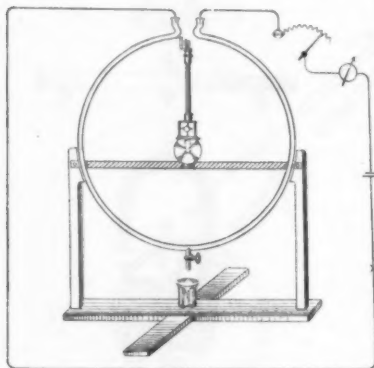


Fig. 5.

Er wird von Drähten und den großen Elektrolytmassen der Zellen geliefert, und wird sich durch die nicht sehr großen Ströme wenig ändern. Da die Verminderung des Wannenvierstandes den Strom vergrößert, vergrößert sie auch die in dem äußeren Widerstande verlorene Spannung, d. h. die Wannenspannung sinkt. Tatsächlich wanderte der Ausschlag des gewöhnlichen —, sowohl wie des Elektrolytgalvanometers, im Sinne seiner Verkleinerung fortgesetzt durch das Gesichtsfeld. Dieses Wandern wurde auch durch die Einführung eines mit Wasser durchspülten Kühlrohres in die Wanne nicht gehoben.

Für ganz schwache Ströme würde es mit dem gewöhnlichen Galvanometer jedenfalls gelingen, Potentialbilder aufzunehmen. Da aber der Effekt, wenn überhaupt, nur bei stärkeren Strömen erwartet wurde, wäre die Aufnahme bei schwachen

Ströme  
Ströme  
bekan

zu  
kurz  
Kre  
wär  
wie  
ba  
hät  
mü  
tor  
Wa  
Ele  
Ve  
Tro  
ab  
bra

wa  
du  
Ve  
za  
mi  
ge  
Sp  
gü  
m  
w  
er

de  
gl  
b  
g

Strömen ohne jeden Zweck gewesen. Denn daß elektrolytische Ströme den gleichen Gesetzen folgen, wie metallische, ist bekannt.<sup>1)</sup>

Des weiteren wurde von dem Effekt erwartet, daß er zu seiner Ausbildung Zeit braucht. Sonst hätte man einen kurzen elektrolytischen Sondenkreis elektromagnetisch mit dem Kreise eines Schwingungsgalvanometers koppeln können. Dazu wäre ein Elektrolyt-Kupferdrahttransformator benutzt worden, wie es im Prinzip von Sheldon<sup>2)</sup> und Downing<sup>3)</sup>, von Urbasch<sup>4)</sup> und von mir<sup>4)</sup> geschehen ist. Der Transformator hätte dann als Kerntype konstruktiv etwas durchgebildet werden müssen. Aus dem Stoßausschlage des gleich mit Transformator geeichten Galvanometers bei Öffnen oder Schließen des Wannenstromes hätte sich dann die Potentialverteilung im Elektrolyten ergeben. Die Methode könnte wohl anderweitig Verwendung finden. Hier war sie zwar wegen der völligen Trennung des Elektrolyten vom Galvanometerkreis aussichtsvoll, aber wegen der allmählichen Ausbildung des Effektes unbrauchbar.

Denn, daß man von einem Effekt zu sprechen berechtigt war, d. h. daß die Potentialverteilung im Elektrolyten sich durch das Magnetfeld tatsächlich änderte, war bei unserer Versuchsanordnung klar zu beobachten. Für eine große Anzahl von Sondenstellungen — nicht für alle — änderte sich mit dem Einschalten des Feldes der Ausschlag des entfernt aufgestellten und durch seine Konstruktion magnetisch geschützten Spannungszeigers. Dabei war es sogar einigermaßen gleichgültig, ob ein elektrolytisches oder ein gewöhnliches Galvanometer oder selbst nur ein Voltmeter benutzt wurde. Freilich wurden auch hier bei Wiederholung des Versuches nie Zahlen erhalten, welche sich deckten. Die inzwischen eingetretenen

---

1) Man kann das übrigens mit der Flüssigkeitstangentenbussole der Fig. 5 augenfällig zeigen. Die Ablenkungen ihres Spiegels sind bei gleichen Strömen dieselben, gleichgültig, ob das an Stelle des Kupferbügels vorhandene Glasrohr mit Quecksilber oder einem Elektrolyten gefüllt ist.

2) S. Sheldon u. A. M. W. Downing, *Phys. Rev.* 7. p. 122. 1898.

3) O. Urbasch, *Zeitschr. f. Elektrochemie* 7. p. 115. 1900.

4) R. Heilbrun, l. c.



Änderungen des normalen Galvanometerstandes verschleierten die Verschiebungen des Potentials, die übrigens der Stärke des fließenden Stromes und der Stärke des magnetischen Feldes ungefähr proportional sein mochten. Die Umkehrung des Feldes kehrte im Gegensatz zu den Beobachtungen anderer den Effekt nicht um. Um ein Beispiel zu geben, wurde bei ungefähr 50 Milliamp. und 4000 Linien pro  $\text{cm}^2$  in mehreren Fällen der Galvanometeraus Schlag um etwa 15–16 Proz. geändert. Weitere Zahlen anzuführen, halte ich nicht für angezeigt.

Sehr charakteristisch war, ob man die Angaben von Roiti und Baggard im Gedächtnis hatte oder nicht, die Zeit, die der Effekt zu seiner vollen Ausbildung und zu seinem Verschwinden brauchte. Fig. 6 gibt ihn als Funktion der Zeit

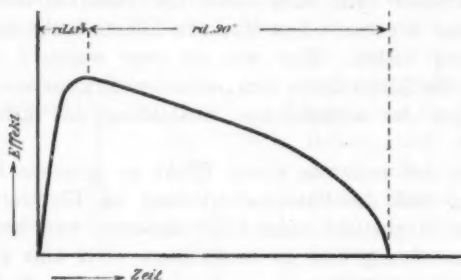


Fig. 6.

nach ungefähre Beobachtung mit der Sekundenuhr wieder. Das Ansteigen ist dabei leidlich richtig gezeichnet, aber der Abfall gegen Ende plötzlicher, als er in der Regel beobachtet wurde.

Man wird gleich sehen, wie sich aus den angeführten, mehr qualitativen Resultaten trotzdem eine klare Schlußfolgerung ziehen läßt, wenn man versucht, den zwischen den beiden Gruppen von Autoren und sogar zwischen meinen eigenen nach verschiedenen Methoden angestellten Versuchen vorhandenen Widerspruch zu lösen. Von Anfang an, noch als ich in der in so mancherlei Beziehung beschränkten Brünner Umgebung mit dem unvollkommenen Vorläufer meiner späteren Wanne arbeitete, hatten mir die Rotationen Besorgnis einge-  
 floßt, in die der stromdurchflossene Elektrolyt im magne-

tischen Felde geriet. Sie zeigten sich ebenso, nur stärker, als die des Quecksilbers in gleicher Lage. Denn, wenn der auf die Ionenbahnen ausgeübte elektromagnetische Druck beim Elektrolyten ebenso wie beim Quecksilber eine Drehung der ganzen Flüssigkeit zustande brachte, wo blieb dann die seitliche Beweglichkeit der Ionen in der Flüssigkeit? Es kam darauf an, die Rotationen hintenzuhalten. Die Flüssigkeit konnte dann nicht mehr ausweichen, und es wurde erwartet, daß sich dann die Ionenbahnen in ihr verschieben würden. Man hätte dazu leitende oder nichtleitende, siebartige oder massive Zwischenwände als Barrieren in die Flüssigkeit einsetzen können. Ich wählte als radikales Mittel das Gelatinieren<sup>1)</sup> des Elektrolyten. Inzwischen waren mir zwei interessante Arbeiten bekannt geworden. Die erste, von Drude und Nernst<sup>2)</sup>, handelt von dem Einfluß der Temperatur und des Aggregatzustandes auf das Verhalten des Wismut im Magnetfelde. Obgleich der Halleffekt sonst mit steigender Temperatur abnimmt, fanden Drude und Nernst beim geschmolzenen Wismut plötzlich einen außerordentlich großen Effekt von der Art eines Hall'schen und eine Widerstandsvermehrung. Die Lektüre dieser Arbeit, gemeinsam mit einer von Des Coudres<sup>3)</sup>, in welcher eine allmählich eintretende und verschwindende Widerstandszunahme rotierenden Quecksilbers beschrieben wird, kehrten die Erwartungen, welche ich über den Ausfall des Gelatineversuches hegte, einfach um. Jetzt schienen die Flüssigkeitswirbel nicht mehr dem Effekte schädlich, sondern seine Ursache zu sein. Diese neue Erwartung wurde nun durch den Versuch bestätigt. Denn der in aller Schärfe beobachtete, wenn auch natürlich wie immer in seiner Größe etwas schwankende Effekt, blieb plötzlich und vollständig aus, als die Flüssigkeit gelatinirt wurde. Eine mehrfache Wiederholung des Versuches ergab stets das gleiche Resultat. Die in der beweglichen Flüssigkeit durch das Magnetfeld hervorgerufenen Potentialverschiebungen blieben in der unbeweglich gemachten

1) Die Auslösung dieses Gedankens war dadurch erleichtert, daß früher, allerdings zu anderem Zwecke, Hr. R. Abegg die Güte gehabt hatte, mich auf das Gelatinieren aufmerksam zu machen.

2) P. Drude u. W. Nernst, Wied. Ann. 42. p. 568. 1891.

3) Th. Des Coudres, Verhandl. d. Physik. Gesellsch. 10. p. 50. 1891.

Flüssigkeit klar und eindeutig aus. Unterstützt durch die Beobachtungen von Drude und Nernst und von Des Coudres<sup>1)</sup> beweist der Gelatineversuch, daß es im Elektrolyten keine elektromagnetische Ablenkung der Stromfäden gibt, und daß die von Roiti, Bagard und mir trotzdem beobachtete auf sekundärer Ursache, nämlich auf den Rotationen der Flüssigkeit beruht.

Die Erzeugung solcher Rotationen auf anderem als elektromagnetischem Wege, also etwa durch zwei kleine, in die stromdurchflossene Flüssigkeit eingesetzte Rührer, würde das Resultat jedenfalls bestätigen. Daß einzelne Physiker die Potentialverschiebungen nicht beobachten konnten, muß an ihren Versuchsanordnungen gelegen haben. Die Flüssigkeitswirbel konnten nicht aufkommen, wie es bei den getränkten Papieren von Moretto deutlich ist. Die Wirbel an sich hatten für mich und wohl überhaupt kein Interesse. Da sie in ihrer Stärke von Strom und Feld abhängen, ist gleiches auch mit der Potentialverschiebung der Fall. Da sie weiter zu ihrer Ausbildung und Bremsung Zeit brauchen, tut das auch der sogenannte Halleffekt, was man durch gleichzeitiges Beobachten von Flüssigkeitswirbel und Galvanometerablenkung bestätigen kann.

Sollte es noch weiterer Beweise für die Nichtexistenz des Halleffektes bei Elektrolyten bedürfen, so bliebe die Untersuchung fester Elektrolyte, wie z. B. der Nernstkörper, die man vielleicht auch zu dünnen Platten schleifen kann.

Ob am Ende, wie einem immer wieder das Gefühl sagt, auch der Halleffekt bei Leitern erster Ordnung sekundärer Natur ist und vielleicht auch auf Rotationen beruht, ist eine Frage, die wohl zunächst die Elektronentheoretiker angeht.

1) Eine Widerstandsänderung des Wanneninhaltes war nicht klar und eindeutig festzustellen.

(Eingegangen 4. September 1904.)

### 5. *Über Evakuation Geisslerscher Röhren durch den elektrischen Strom; von Eduard Riecke.*

(Aus den Nachr. der kgl. Gesellsch. der Wissensch. zu Göttingen.  
Math.-physik. Kl. 1904. Heft 4.)

Bei Gelegenheit von Untersuchungen über Entladungserscheinungen in einer Geisslerschen Röhre war mir aufgefallen, daß der Druck in der Röhre scheinbar von selber immer tiefer sank. Bei einer ersten Beobachtungsreihe, die von einem Anfangsdrucke von 0,252 mm ausging, sank der Druck während der Beobachtungen allmählich bis auf 0,083 mm. Es handelt sich bei diesen höheren Drucken offenbar um denselben Vorgang, auf dem auch das Hartwerden der Röntgenröhren beruht. Ich kam bald zu der Überzeugung, daß die Druckverminderung lediglich eine Folge des durchgehenden Stromes ist; damit erhob sich natürlich die Frage, wie die Druckverminderung mit der Stärke und Dauer des Stromes zusammenhängt. Leider war bei der ersten Beobachtungsreihe versäumt worden, die Stromdauer zu bestimmen. Es waren in bezug hierauf nur ziemlich unsichere Schätzungen möglich, und aus diesen ergab sich, daß der Durchgang einer Ampèresekunde durch die Röhre eine Abnahme des Druckes um etwa 0,003 mm zur Folge hatte.

Bei einer zweiten Beobachtungsreihe wurden nicht bloß die Stromstärken, sondern auch die Zeiten des Stromdurchganges genau gemessen. Die Röhre war frisch mit Stickstoff gefüllt worden. Über die äußeren Verhältnisse, unter denen die Beobachtungen angestellt wurden, und über die Abnahmen des Druckes gibt die folgende Tabelle auf p. 1004 Aufschluß.

Zwischen der XXXIV. und der XXXV. Beobachtung war durch ein Versehen Stickstoff in die Röhre eingeströmt, der Druck war dadurch auf 0,23 mm gestiegen und wurde durch Auspumpen wieder erniedrigt.

Tabelle I.

Nummer der Beobachtung	Tag der Beobachtung	Temp. ° C.	Druck in mm Quecksilber	
			vor Beginn	nach Beendigung der Messung
I.	11. II. 04	16,9	0,789	0,770
II.	12. II.	17,1	0,768	0,777
III.	17. II.	19,1	0,769	0,774
IV.	18. II.	17,9	0,422	0,425
V.	19. II.	17,5	0,422	0,425
VI.	22. II.	17,9	0,423	0,421
VII.	23. II.	20,1	0,425	0,428
VIII.	24. II.	21,2	0,426	0,429
IX.	25. II.	18,6	0,426	0,424
X.	26. II.	18,9	0,423	0,425
XI.	29. II.	17,5	0,229	0,231
XII.	1. III.	18,3	0,230	0,233
XIII.	2. III.	17,0	0,229	0,231
XIV.	3. III.	17,4	0,230	0,233
XV.	4. III.	16,6	0,230	0,232
XVI.	7. III.	16,2	0,231	0,231
XVII.	8. III.	18,3	0,231	0,232
XVIII.	9. III.	18,0	0,229	0,229
XIX.	10. III.	17,6	0,227	0,227
XX.	11. III.	17,2	0,223	0,225
XXI.	12. III.	16,4	0,223	0,221
XXII.	14. III.	17,4	0,219	0,219
XXIII.	15. III.	20,0	0,1186	0,1161
XXIV.	16. III.	19,7	0,1147	0,1108
XXV.	17. III.	18,4	0,1103	0,1048
XXVI.	18. III.	19,1	0,1041	0,0973
XXVII.	19. III.	18,4	0,0986	0,0940
XXVIII.	21. III.	18,2	0,0943	0,0879
XXIX.	22. III.	18,5	0,0874	0,0824
XXX.	23. III.	19,0	0,0816	0,0768
XXXI.	24. III.	16,9	0,0760	0,0722
XXXII.	25. III.	18,6	0,0716	0,0669
XXXIII.	26. III.	19,6	0,0661	0,0629
XXXIV.	28. III.	19,1	0,0628	0,0592

## Neue Füllung mit N.

XXXV.	4. V.	16,7	0,0453	0,0425
XXXVI.	11. V.	15,8	0,0428	0,0351
XXXVII.	18. V.	21,7	0,0358	0,0315
XXXVIII.	19. V.	19,8	0,0311	0,0294

Bei der Betrachtung dieser Tabelle wiederholt sich die Bemerkung, zu welcher die erste Beobachtungsreihe Veranlassung gegeben hatte. Während der Beobachtungen nimmt der Druck in der Röhre ab. Allerdings ist dies nicht wie früher von Anfang an der Fall. Bei den Drucken von 0,780 bis 0,216 zeigt sich keine sichere Verminderung; erst von dem Drucke 0,117 an tritt die Abnahme in unzweideutiger Weise hervor.

Man wird zuerst fragen, ob diese Abnahme wirklich nur eine Folge der Strömung ist, oder ob nicht auch abgesehen hiervon eine Druckverminderung, etwa infolge von Gasadsorptionen, vorhanden ist. In der Tat ist in einer Reihe von Fällen eine solche Abnahme von einer Beobachtung zur anderen zu bemerken. Im Mittel beträgt diese Abnahme in 24 Stunden 0,0004 mm, also in 1 Stunde 0,000017 mm. Die Dauer einer Beobachtungsreihe betrug etwa  $\frac{1}{4}$  Stunden; während derselben würde also jene freiwillige Abnahme des Druckes nur 0,00002 mm betragen haben, was neben den wirklich beobachteten Druckabnahmen völlig verschwindet. Um die möglicherweise auch ohne Strom vorhandene Druckabnahme genauer zu bestimmen, wurden Druckbeobachtungen in größeren Zeitintervallen ausgeführt; in der Zwischenzeit blieb die Pumpe unberührt stehen. Wir geben einige Beispiele solcher Messungen.

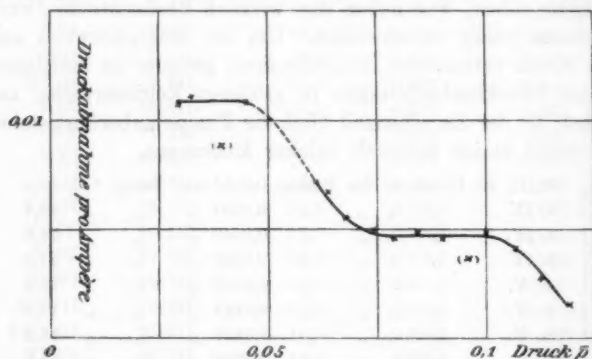
{	80. III.	04	Druck in der Pumpe	0,0585 mm	Temp. ° C.	16,5
{	2. IV.	"	"	0,0584	"	15,1
{	15. IV.	"	"	0,0449	"	21,0
{	29. IV.	"	"	0,0446	"	17,0
{	4. V.	"	"	0,0453	"	16,4
{	4. V.	"	"	0,0425	"	17,1
{	10. V.	"	"	0,0425	"	16,2
{	12. V.	"	"	0,0350	"	14,0
{	18. V.	"	"	0,0358	"	21,5
{	19. V.	"	"	0,0294	"	20,0
{	1. VI.	"	"	0,0300	"	22,0
{	15. VI.	"	"	0,0307	"	22,4

Die Drucke sind nicht auf 0° reduziert.

Diese Messungen gestatten keinen Schluß auf eine freiwillig eintretende Abnahme des Druckes, und wir werden daher die bei den Zahlen der Tabelle I auftretenden Abnahmen als alleinige Wirkung des elektrischen Stromes betrachten. Dann ergibt sich die folgende Zusammenstellung.

Tabelle II.

Nummer der Beobachtungen	Druck- abnahme $\delta$ (mm Hg)	Anzahl der Ampère- sekunden $\Sigma it$	$\delta_1 = \frac{\delta}{\Sigma it}$	Mittlerer Druck $\bar{p}$
XXIII.	0,0025	1,475	0,00169	0,117
XXIV.	0,0039	1,317	0,00296	0,112
XXV.	0,0055	1,333	0,00413	0,107
XXVI.	0,0068	1,403	0,00485	0,100
XXVII.	0,0046	1,191	0,00386	0,096
XXVIII.	0,0064	1,377	0,00465	0,091
XXIX.	0,0050	1,029	0,00486	0,085
XXX.	0,0048	0,971	0,00466	0,079
XXXI.	0,0038	0,758	0,00501	0,074
XXXII.	0,0047	0,861	0,00546	0,068
XXXIII.	0,0032	0,493	0,00649	0,064
XXXIV.	0,0036	0,507	0,00710	0,061
Neue Füllung mit N.				
XXXV.	0,0028	0,257	0,0109	0,044
XXXVI.	0,0077	0,899	0,0086	0,039
XXXVII.	0,0043	0,388	0,0111	0,033
XXXVIII.	0,0017	0,160	0,0106	0,030



Der Zusammenhang zwischen der durch eine Ampèresekunde erzeugten Druckabnahme  $\delta_1$  und zwischen dem mittleren Drucke  $\bar{p}$  ist in der beistehenden Figur graphisch dargestellt.

Von den Beobachtungen fallen zwei ganz aus der Reihe der übrigen heraus; von ihnen soll im folgenden abgesehen werden. Für die übrigen existieren zwei Intervalle, innerhalb derer die Werte  $\delta_1$  von dem Mittelwerte des Druckes unabhängig sind. Das eine reicht von 0,1 bis 0,075 mm, und der ihm entsprechende Wert von  $\delta_1$  ist 0,00463; das andere Intervall liegt zwischen  $\bar{p} = 0,044$  und  $\bar{p} = 0,030$ ; der zugehörige

Wert von  $\delta_1$  ist 0,0109. Es mögen zunächst die Mengen von Stickstoff berechnet werden, die diesen Druckabnahmen entsprechen.

Das Volumen  $\Omega$  des ganzen Pumpenraumes kann auf das Volumen  $V$  des Pumpentiefels reduziert werden. Zu diesem Zwecke ist es nur nötig, das Verhältnis der Drucke zu bestimmen, die in der Pumpe vor und nach einem Pumpenzuge vorhanden sind. Aus einer Reihe von Beobachtungen ergaben sich für dieses Verhältnis die Werte:

1,787    1,818    1,800    1,831    1,831    1,781

Im Mittel: 1,808.

Daraus folgt:

$$\Omega = 2,24 \times V,$$

und mit  $V = 1060$  ccm:

$$\Omega = 2380 \text{ ccm.}$$

Für die Menge des durch eine Ampèresekunde absorbierten Stickstoffs gilt dann die Gleichung:

$$m = \frac{0,00125 \times \delta_1}{760 \left(1 + \frac{t}{273}\right)} \times 2380,$$

wo  $t$  die Temperatur bezeichnet. Hiernach wird für

$$\delta_1 = 0,00463 \quad \text{und} \quad t = 18,6^\circ: m_1 = 17,0 \times 10^{-6},$$

$$\delta_1 = 0,0109 \quad \text{,,} \quad t = 19,4^\circ: m_2 = 39,8 \times 10^{-6}.$$

Der Strom Eins in elektromagnetischem Maße scheidet hiernach in dem Druckintervalle 0,1 bis 0,075 mm in einer Sekunde  $1,70 \times 10^{-4}$  g Stickstoff, in dem Intervalle 0,044 bis 0,030 mm  $3,98 \times 10^{-4}$  g Stickstoff aus.

Wir nehmen an, daß der Strom der positiven Elektrizität in der Entladungsröhre durch Ionen des Stickstoffs, die im Sinne des Stromes nach der Kathode wandern, getragen werde. Jener Strom bildet aber nur einen Teil der gesamten durch die Bewegung der positiven und der negativen Teilchen unterhaltenen Strömung; überdies muß man aus den Beobachtungen den Schluß ziehen, daß nicht alle Ionen, welche Träger positiver Ladungen sind, zur Abscheidung kommen. Wir werden daher annehmen, daß die an der Kathode abgeschiedenen Ionen des Stickstoffs nur einen Bruchteil  $x$  des Stromes mit sich führen. Wenn die gesamte Stärke des Stromes eine elektromagnetische Einheit beträgt, so ist die Ladung der



Ionen, die in einer Sekunde an der Kathode abgeschieden werden, gleich  $3x \times 10^{10}$  elektrostatischen Einheiten. Wenn wir diese Zahl durch die Masse der in einer Sekunde abgeschiedenen Ionen dividieren, so ist dieses Verhältnis gleich dem Verhältnis zwischen Ladung und Masse bei dem einzelnen Ion. Die Masse des Ion sei  $\mu$ , seine Wertigkeit  $n$ , das elektrische Elementarquantum  $e$ , dann ergibt sich für das Verhältnis von Ladung und Masse:

$$\frac{ne}{\mu} = \frac{3x \times 10^{10}}{m}.$$

Setzen wir für  $m$  die zuvor berechneten Werte  $m_1$  und  $m_2$ , so erhalten wir für das Druckintervall 0,1 bis 0,075 mm:

$$\frac{n_1 e}{\mu_1} = x_1 \times 0,176 \times 10^{15},$$

für das Intervall 0,044 bis 0,030 mm:

$$\frac{n_2 e}{\mu_2} = x_2 \times 0,075 \times 10^{15}.$$

Für das Wasserstoffion ist das Verhältnis von Ladung und Masse:

$$\frac{e}{\mu_H} = 0,29 \times 10^{15}.$$

Die Zahlen  $x_1$  und  $x_2$  sind jedenfalls kleiner als 1,  $n_1$  und  $n_2$ , mindestens gleich 1; die Masse der Stickstoffionen, welche den Transport der positiven Elektrizität besorgen, ist also, wie von vornherein zu erwarten ist, größer als die Masse des Wasserstoffatomes. Für das Verhältnis zwischen der Masse des Stickstoffions und der Masse des Wasserstoffions ergibt sich in dem Druckintervalle 0,1 bis 0,075 mm:

$$\frac{\mu_1}{\mu_H} = 1,65 \times \frac{n_1}{x_1},$$

in dem Intervalle 0,044 bis 0,030 mm:

$$\frac{\mu_2}{\mu_H} = 3,87 \times \frac{n_2}{x_2}.$$

Machen wir endlich noch die Annahme, daß das Stickstoffion im ersten Falle aus  $a_1$ , im zweiten Falle aus  $a_2$  Stickstoffatomen bestehe, so erhalten wir die Gleichungen:

In dem Druckintervalle 0,1 bis 0,075 mm:

$$x_1 \times \frac{a_1}{n_1} = 0,118,$$

in dem Intervall 0,044 bis 0,030 mm:

$$x_2 \times \frac{a_2}{n_2} = 0,276.$$

Bei größeren Drucken werden keine Ionen ausgeschieden, es ist dann auch der von den ausgeschiedenen Ionen getragene Stromteil, d. h. der Wert von  $x$  gleich Null. Aus den Beobachtungen kann man folgern, daß  $x$  von einem Drucke von etwa 0,122 mm an einen positiven Wert annimmt, der mit abnehmendem Drucke steigt. Für das Verhältnis  $a/n$ , die Zahl der mit einem Elementarquantum verbundenen Stickstoffatome, ist daraus nichts Bestimmtes zu entnehmen. Wäre diese Zahl gleich Eins, d. h. wäre mit jedem Stickstoffatome ein Elementarquantum verbunden, so würden in dem Druckintervalle 0,1 bis 0,075 mm nur 11,8 Proz., in dem Intervalle 0,044 bis 0,030 mm 27,6 Proz. des Stromes von den ausgeschiedenen Ionen getragen werden.

Die Ausscheidung des Stickstoffs durch den Strom ist mit einer eigentümlichen *Erscheinung an der Kathode* verbunden. An der äußeren Peripherie der leuchtenden Kathodenschicht entstehen, diese umgebend, *farbige oder dunkle Ringe*. Bei höherem Drucke sind diese Ringe außerordentlich fein; sie dehnen sich bei konstantem Druck, aber wachsender Stromstärke, etwas aus. Wenn also bei einer Beobachtungsreihe vier verschiedene, allmählich zunehmende Stromstärken benutzt wurden, so zeigten sich auf der Kathode bei höherem Drucke vier sehr feine Ringe mit Newtonschen Farben. Nimmt der Druck ab, so zieht sich die leuchtende Kathodenschicht zusammen; dementsprechend verengern sich die Ringe; zugleich verlieren sich die Farben und die Ringe erscheinen in einem zuletzt in Schwarz übergehenden Grau.

Außer auf der Kathodenfläche selber erscheinen Newtonsche Ringe auch auf der zylindrischen Wand der Röhre unmittelbar vor der Kathode. Die Ebene dieser, sehr lebhaft gefärbten Ringe ist der Kathodenfläche parallel.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

**6. Über etwaige Korrekturen  
an der von Richarz und Krigar-Menzel  
ausgeführten Gravitationsbestimmung;  
von E. Take.**

(Auszug<sup>1)</sup> aus der Marburger Inaugural-Dissertation.)

**I. Untersuchung der Magnetisierbarkeit der verwendeten  
Materialien.**

In der Vierteljahrsschrift der Astronomischen Gesellschaft<sup>2)</sup> hat Hr. C. Braun eine kritische Besprechung veröffentlicht über die von F. Richarz und O. Krigar-Menzel ausgeführte Bestimmung der Gravitationskonstante und der mittleren Dichtigkeit der Erde durch Wägungen.<sup>3)</sup> Er kommt in diesem Referat auch auf verschiedene Umstände zu sprechen, die nach seiner Meinung zu einer Korrektur der in Spandau ermittelten Resultate führen könnten. Unter anderem spricht Braun den Verdacht aus, es möchten die bei den Spandauer Messungen verwendeten Materialien so stark magnetisierbar gewesen sein, daß die unter dem Einflusse des Erdfeldes resultierenden magnetischen Kräfte im Vergleich zu der ebenfalls sehr geringen Gravitationswirkung doch berücksichtigt werden mußten.

Die benutzten Materialien habe ich nun im hiesigen Physikalischen Institut auf ihre Magnetisierbarkeit hin untersucht, nachdem schon Hr. E. Haupt im Greifswalder Institut einige Vorversuche gemacht hatte.

1) Vgl. die vorläufigen Mitteilungen: F. Richarz, Sitzungsber. der Gesellsch. zur Beförderung der gesamten Naturwissensch. zu Marburg 5. p. 27—30. Juni 1903; 9. p. 97—99. Dezember 1903.

2) C. Braun, Vierteljahrsschr. der Astr. Gesellsch. **34.** p. 51—66 1898.

3) F. Richarz u. O. Krigar-Menzel, Anhang zu den Abhandlungen der königl. preuß. Akademie d. Wissensch. zu Berlin vom Jahre 1898 bei Georg Reimer; Wied. Ann. **51.** p. 570. 1894; **66.** p. 177. 1898.

Es handelte sich um:

1. drei Kupferkugeln von je 1 kg Gewicht, welche die auf den Schalen einer Wage befindlichen angezogenen Massen bildeten;

2. zwei Hohlkugeln aus 0,2 mm dickem Platinblech von gleichem äußeren Durchmesser (ca. 60 mm) wie die Kupferkugeln. Sie dienten zur Kompensation des Auftriebes der verdrängten Luft, womit bezweckt wurde, daß der Auftrieb nur noch einen sehr kleinen Bruchteil der Gravitationswirkungen ausmachte und daher nur als eine hinreichend sicher berechenbare Korrektur auftrat;

3. das Blei, aus welchem die rund 100 000 kg schwere andere gravitierende Masse bestand.

Das Prinzip der Untersuchungen lehnt sich an eine bekannte Methode an, welche vielfach<sup>1)</sup> zur Bestimmung der Magnetisierbarkeit fester Körper verwendet wird.

Die Spandauer Materialien wurden durch ihren magnetischen Zug bez. Druck im Felde eines Edelmannschen Elektromagneten mit dem magnetischen Zuge eines je ebenso großen und in derselben Lage befindlichen Vergleichskörpers verglichen, dessen absolute Magnetisierbarkeit seinerseits durch magnetometrische Messungen festgestellt wurde. Hieraus ließ sich dann ein Rückschluß auf die magnetische Beschaffenheit der Spandauer Materialien machen.

Will man aber zwei Körper durch ihre ponderomotorischen Wirkungen im Magnetfelde miteinander vergleichen, so muß man die Wirkung beobachten, welche die Körper in gleichem Felde erfahren, wenn man sie an dieselbe Stelle desselben bringt. Die Methode läßt sich also nur anwenden für Körper nahezu gleicher Magnetisierbarkeit, da sonst die Körper das Feld in sehr verschiedener Weise modifizieren, und dieselben dann nicht mehr in gleichen Feldern zur Vergleichung kommen. Die Spandauer Materialien sind nun sicherlich nur sehr schwach magnetisierbar, die Vergleichskörper müssen also aus einem

1) J. Plücker, Pogg. Ann. 74. p. 321. 1848; 91. p. 1. 1854; J. Königsberger, Wied. Ann. 66. p. 698. 1898; E. Seckelson, Wied. Ann. 67. p. 37. 1899; Stefan Meyer, Wied. Ann. 68. p. 325. 1899; 69. p. 236. 1899.

Materiale hergestellt werden, welches ebenfalls nur eine geringe Suszeptibilität  $\kappa$  besitzt, aber doch noch so groß, daß sich dieselbe auf irgend eine Weise, etwa magnetometrisch, absolut feststellen läßt. Nach diesen Überlegungen wählte ich als Vergleichsmaterial ein homogenes, inniges Gemisch aus  $9\frac{1}{2}$  Teilen Gips und 1 Teil feinem Eisenpulver. Die Untersuchungen, welche ich zuvor im Magnetometer mit verschiedenen Mischungsverhältnissen vorgenommen hatte, lehrten nämlich, daß die oben gewählte Mischung ( $\kappa = 8,75 \cdot 10^{-9}$ ) gerade noch hinreichend magnetisierbar war, um magnetometrisch untersucht werden zu können.

Aus dieser Eisengipsmischung wurde zunächst eine Kugel von gleichem Volumen wie die Spandauer Kupferkugeln hergestellt. Zur Untersuchung der Platinhohlkugeln war jedoch eine solche Mischung als Vergleichsmaterial nicht angebracht, weil sich eine Hohlkugel von 0,2 mm Wandstärke wohl kaum daraus herstellen lassen dürfte. Hier mußte ich also ein anderes Material anwenden: ich nahm als solches Aluminium. Nun fand sich aber, daß das Aluminium zu einer magnetometrischen Messung eine viel zu kleine Suszeptibilität besaß; es empfahl sich daher, auch das Aluminium im Felde des Elektromagneten relativ mit dem Eisengips zu vergleichen, und dann durch den doppelten Übergang: Eisengips-Aluminium-Platin auf die Magnetisierbarkeit der Platinhohlkugeln einen Rückschluß zu machen. Zum Vergleich des Aluminiums mit dem Eisengips verwendete ich eine Aluminiumvollkugel.

Auch das Blei untersuchte ich nach derselben Methode wie die Hohlkugeln, indem ich zunächst einen Bleizylinder mit einem gleich großen Zylinder von Aluminium im magnetischen Felde verglich und dann das Verhältnis der Magnetisierungsfähigkeiten von Aluminium und Eisengips zu Hilfe zog.

Nach Ermittlung aller experimentellen Daten konnten die Werte der durch das Erdfeld in den Spandauer Materialien erzeugten magnetischen Momente berechnet werden. Hierbei nahm ich zur Vereinfachung der Rechnung den Bleiklotz als eine Kugel gleicher Masse an. Endlich ließ sich dann aus den magnetischen Momenten und der gegenseitigen Lage der Stücke während der Spandauer Beobachtungen die Größe der resultierenden magnetischen Kraft berechnen, mit

welcher die Materialien aufeinander wirkten. Sie ergab sich von der minimalen Größenordnung

$$10^{-11} \text{ cm g sec}^{-2}$$

während die Gravitationswirkung

$$1,3664 \text{ mg-Gewicht} = 1,3408 \text{ Dynen}^1)$$

betrug, so daß also Richarz und Krigar-Menzel an ihrem Resultat *keine Korrektur* wegen Magnetisierbarkeit der Materialien anzubringen brauchen. Es ist dies in gewisser Hinsicht zu bedauern, denn es könnte doch nichts erwünschter sein, als nach Möglichkeit die Differenzen zu vermindern, welche momentan die mit der gewöhnlichen Wage, der Drehwage und dem Wilsingschen Pendel erhaltenen Werte für die mittlere Dichtigkeit der Erde aufweisen.<sup>2)</sup> Durch Anbringung einer Korrektur wegen magnetischer Kräfte an dem Spandauer Resultat ist es uns daher leider nicht möglich, vorläufig zur teilweisen Vereinigung der verschiedenen Resultate beitragen zu können, nachdem sich die Möglichkeit einer hinreichenden Magnetisierbarkeit der gravitierenden Massen als nichtig erwiesen hat.

Noch eine kurze Bemerkung über das Prinzip der Untersuchungen. Die im vorigen beschriebenen Methoden waren für unseren Zweck völlig ausreichend, da es zunächst nur darauf ankam, eine Aufklärung über die *Größenordnung* der magnetischen Kraft im Verhältnis zur Gravitation zu erhalten. Nachdem sich dann erstere als verschwindend klein der letzteren gegenüber erwiesen hatte, war es natürlich nicht erforderlich, die Genauigkeit der Messungen oder Berechnungen zu erhöhen.

Von allgemeinerem Interesse dürften vielleicht noch die

1) Hier ist ein für das Resultat unwesentliches Versehen der Dissertation verbessert worden.

2) Vgl. F. Richarz u. O. Krigar-Menzel, Bemerkungen zu dem auf dem internationalen Physikerkongreß zu Paris von Hrn. C. V. Boys über die Gravitationskonstante und die mittlere Dichtigkeit der Erde erstatteten Bericht. Ber. d. Naturwissensch. Vereins. Greifswald 1901. p. 7; Verh. d. Naturf. Vers. Aachen 1900. II, 1. p. 19; Travaux du Congrès International de Physique, Paris 1900. Gauthier-Villars. 4. 1901. p. 73. Remarques etc. par F. R. et O. Kr.-M., Traduit par M. Culmann.

Angaben einiger Magnetisierungszahlen sein, welche sich bei den obigen Messungen ergaben. Es wurde gefunden:

$$\kappa_{\text{Pt}} = 29,3 \cdot 10^{-6}; \quad \kappa_{\text{Al}} = 4,25 \cdot 10^{-6} \quad \text{und} \quad \kappa_{\text{Pb}} = -2,67 \cdot 10^{-6}.$$

Diese Größen stimmen nahezu mit den in der Literatur befindlichen Angaben überein, die geringen Abweichungen erklären sich aus der mehr oder minder großen Verunreinigung der vorliegenden Substanzen. Für chemisch reines Platin ist nach Königsberger<sup>1)</sup> die Suszeptibilität gleich  $29 \cdot 10^{-6}$ . Das zu unseren Hilfskörpern verarbeitete Aluminium wies geringe Verunreinigungen durch Eisen auf, wie eine qualitative Analyse ergab. Hieraus resultiert ohne weiteres die Erklärung der Größe des oben gefundenen Wertes für  $\kappa_{\text{Al}}$ , während die Suszeptibilität des reinen Aluminiums nur etwa  $1,88 \cdot 10^{-6}$  beträgt.<sup>2)</sup> Das Material des Spandauer Bleiklotzes war Hartblei, d. i. eine Mischung von 1 Teil Antimon mit 4–5 Teilen Blei; Antimon zeigt eine größere Diamagnetisierbarkeit als Blei; für letzteres ist  $\kappa$  etwa  $= -1,37 \cdot 10^{-6}$ <sup>3)</sup>, für Antimon dagegen etwa  $-5,58 \cdot 10^{-6}$ .<sup>4)</sup> Die in der Literatur für beide Materialien angegebenen Werte von  $\kappa$  schwanken übrigens innerhalb beträchtlicher Grenzen.

Für das Kupfer der Spandauer Gewichtskugeln hat sich Paramagnetismus ergeben, während reines Kupfer diamagnetisch ist. In der Tat ist das Kupfer der Gewichtskugeln erstens von vornherein keineswegs chemisch rein, sondern gewöhnliches Kupfer des Handels gewesen, welches fast durchweg mehr oder minder große Verunreinigungen durch Eisen<sup>5)</sup> aufzuweisen pflegt. Zweitens ist dieses Material gehämmert worden, wobei zweifellos eine weitere Verunreinigung mit Eisen eingetreten ist. Es erklärt sich also hinreichend, daß die „Kupfer“-Kugeln sich als paramagnetisch erwiesen haben.

Nachdem ich so den Einwand C. Brauns betreffs Magnetisierbarkeit der Spandauer Materialien erledigt hatte, ver-

1) J. Königsberger, Wied. Ann. 66. p. 724. 1898.

2) A. P. Wills, Phil. Mag. (5) 45. p. 449. 1898.

3) J. Königsberger, l. c. p. 723.

4) A. Winkelmann, Handbuch der Physik III, 2. p. 207. 1900.

5) Vgl. O. Dammer, Handbuch der anorg. Chemie II, 2. p. 629. Stuttgart 1894.



suchte ich, auch seine sämtlichen anderen kritischen Bemerkungen über die Spandauer Messungen zu erörtern: Dieselben erwiesen sich bei näherer Betrachtung als nicht stichhaltig.<sup>1)</sup>

## II. Korrektur wegen Vernachlässigung der elastischen Kompression des Fundamentes.

Der folgende Punkt — auf den mich Hr. Prof. Richarz aufmerksam machte — ergibt dagegen eine wirkliche, wenngleich äußerst minimale Korrektur an den Resultaten der Spandauer Messungen.<sup>2)</sup> Wie mit Bestimmtheit zu erwarten war, hatte sich unter der großen Last des Bleiklotzes eine Senkung des Fundamentes ergeben; dieselbe betrug in der Mitte etwa 8 mm. Nach Abbruch der Bleimasse aber zeigte das Fundament wiederum „eine kleine, aber deutlich wahrnehmbare Hebung, welche dadurch zu erklären ist, daß das Mauerwerk oder das darunter liegende Erdreich während der Belastung außer einer dauernden Senkung auch eine elastische Zusammendrückung erfahren haben muß“ (Richarz und Krigar-Menzel p. 19). Die Messungen mit einem Nivellierapparat ergaben, daß diese elastische Kompression des Fundamentes in der Mitte etwa 0,66 mm betragen hatte (R. u. Kr.-M. p. 19 u. p. 105).

Aus Kathetometermessungen ergab sich für dieselbe Größe der Wiederhebung des Fundamentes nach Abbruch des Bleiklotzes der Wert 0,83 mm (p. 105); wir wollen im folgenden einen mittleren Wert gleich 0,074 cm wählen.

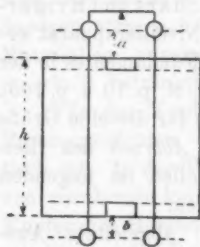
Der im Kap. VIII (R. und Kr.-M.) abgeleitete Ausdruck zur Bestimmung der Gravitationskonstante  $G$  führte dazu, die Abstände  $a$  und  $b$  der Kugelzentra von der oberen bez. unteren Grenzfläche der Bleimasse, sowie die Höhe  $h$  des Bleiklotzes zu bestimmen. Die Längen  $a$  und  $b$  wurden mittels Kathetometers gemessen: Um die Lage der beiden oberen Gewichtskugeln zu fixieren, wurde auf deren obere Ränder eingestellt; bei dem Bleiklotz hätte man dann die vordere Oberkante anvisieren und daraus die Länge  $a$  ab-

1) Näheres vgl. in meiner Inaugural-Dissertation, Marburg 1904, p. 37—46.

2) Hr. F. Richarz berichtete hierüber bereits in der Sitzung der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg vom 17. Juni 1903; siehe Sitzungsber. 9. p. 97. Dezember 1903.



leiten können. So einfach ließ sich jedoch nicht verfahren, da es in Anbetracht großer Genauigkeit nicht statthaft ist, das Kathetometer bei der Messung von Höhendifferenzen auf zwei verschiedene Entfernungen einzustellen. Zur Feststellung der oberen Grenze des Bleiklotzes wurde daher dessen oberste Schicht bis auf das Mittelstück abgedeckt und dann „die dem Kathetometer zugekehrte hintere Oberkante des freigelegten Mittelstückes der obersten Schicht anvisiert“ (p. 105). Der so erhaltene Wert für den Abstand  $a$  war richtig, da derselbe gemessen wurde, während der Bleiklotz noch stand. Den Einfluß der seitlich gelegenen Bleistücke der obersten Schicht, welche vor der Messung abgenommen wurden, kann man dabei außer acht lassen. Ebenso ist der für die Höhe des Bleiklotzes angegebene Wert richtig, welcher sich aus Lotmessungen ergab, die an dem Bleiklotz selbst vorgenommen wurden. Um schließlich den Abstand  $b$  der unteren Kugelzentra von der unteren Grenzfläche des Bleiklotzes zu bestimmen, wurde der-



selbe ganz bis auf das Mittelstück der untersten Schicht abgetragen und dann „die dem Kathetometer zugekehrte hintere Oberkante des freigelegten Mittelstückes der untersten Schicht“, bez. der obere Rand einer Kugel anvisiert (p. 105). „Die Höhe, in welcher die Oberkante des untersten Mittelstückes über der unteren Begrenzungsebene des Klotzes lag, wurde dann durch Ausmessung

dieses Bleistückes mit einem Noniusdickentaster bestimmt.“ Der Abstand  $b$  wurde also nicht gemessen, während der Bleiklotz noch stand, sondern nachdem derselbe bis auf ein kleines Mittelstück bereits ganz abgebrochen war. Infolge der elastischen Kompression und nachherigen Wiederhebung des Fundamentes ist dieser Abstand also zu groß gemessen worden.

Welchen Einfluß hat das auf die Berechnung der Gravitationskonstante  $G$  und weiterhin der mittleren Dichtigkeit der Erde gleich  $\Delta$ ? Für den Abstand  $b$  der unteren Kugeln ist ein zu großer Wert in die Rechnung eingeführt worden; wir haben also die gemessene Gravitationswirkung einer entfernteren Masse zugeschrieben als richtig war; infolgedessen ist die

Gravitationskonstante  $G$  etwas zu groß und die mittlere Dichtigkeit der Erde  $\Delta$  etwas zu klein berechnet worden.

Wir wollen nun die Korrekturen ermitteln, welche sich für die Werte von  $G$  und  $\Delta$  ergeben. Zur Bestimmung derselben kann man an Stelle des Bleiklotzes einen Zylinder von gleicher Höhe und gleichem Inhalt nehmen und „die Attraktionen betrachten in Punkten, die auf der verlängerten Zylinderachse, also in der Mitte zwischen den oberen oder zwischen den unteren Wagschalen liegen“ (R. und Kr.-M., p. 97). Unter dieser vereinfachenden Annahme findet sich ebenda die Ableitung von Formeln, welche Aufschluß geben über die Genauigkeit der anzustellenden Längenmessungen, und mit deren Hilfe man die Veränderungen der Attraktionen bestimmen kann, welche resultieren, wenn die verschiedenen, die Konfiguration des Systems bestimmenden Abmessungen variiert werden. Die vertikale Zylinderachse wird als  $z$ -Achse genommen, als Anfangspunkt der Abmessungen der obere Aufpunkt über dem Zylinder. Die obere Grenze des Bleies habe die Ordinate  $z_1$ , die untere Grenze die Ordinate  $z_2$  und der untere Aufpunkt die Ordinate  $z_3$ . Die mit  $z_1$  und  $z_3$  bezeichneten Längen sind richtig bestimmt, dagegen ist  $z_2$  um  $\delta z_2 = 0,074$  cm fehlerhaft. Für die Variation der Ordinate  $z_3$  finden wir nun folgende Beziehung (p. 99):

$$\frac{\partial (k_o + k_u)}{\partial z_3} = -3,74 \cdot 10^{-6}.$$

Hieraus ergibt sich für  $\delta z_3 = -0,074$  cm

$$\delta (k_o + k_u) = 0,28 \cdot 10^{-6}.$$

Nun ist (p. 84)

$$k_o + k_u = +0,05183 \cdot 1,3664 = +0,07082,$$

mithin

$$\frac{\delta (k_o + k_u)}{k_o + k_u} = +0,0039.$$

Um diesen verhältnismäßigen Bruchteil vom Ganzen sind  $G$  und  $\Delta$  zu korrigieren. Die alten Werte von  $G$  und  $\Delta$  waren (p. 110 und 111):

$$G = (6,685 \pm 0,011) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-2}$$

und

$$\Delta = 5,505 \pm 0,009,$$

mithin ergeben sich die Korrekturen für

$$G = - 0,003$$

und für

$$\Delta = + 0,002.$$

Wie oben bereits ausgeführt, hat die Korrektur von  $G$  ein negatives, diejenige von  $\Delta$  dagegen ein positives Vorzeichen. Die korrigierten Werte werden also:

$$G = (6,682 \pm 0,011) \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1} \text{ sec}^{-2}$$

und

$$\Delta = 5,507 \pm 0,009.$$

Wir ersehen hieraus, daß die Korrekturen noch weit innerhalb der Grenze des wahrscheinlichen Fehlers liegen. Für den Abstand  $z_3$  der oberen von den unteren Kugeln war ein ziemlich weiter Spielraum erlaubt: Richarz und Krigar-Menzel haben für die bei der Abmessung von  $z_3$  erlaubte Fehlergrenze folgenden Wert abgeleitet (p. 100):

$$\delta z_3 < \pm \frac{1}{3,74} = 0,27 \text{ cm.}$$

Zudem geht aus der Art der Ableitung hervor, daß diese für  $\delta z_3$  vorgeschriebene Grenze des erlaubten Messungsfehlers außerdem „sicherlich noch etwas zu streng“ ist. Die für die Länge von  $z_3$  eingeführte Korrektur  $\delta z_3 = -0,074 \text{ cm}$  beträgt also höchstens 27,4 Proz. des erlaubten Messungsfehlers.

(Eingegangen 17. September 1904.)

## 7. Über den Scheibenabstand der Influenzmaschinen (schädliche Ladungen, Ozongebälse); von Heinrich Wommelsdorf.

### § 1. Versuche zur Ermittlung des günstigsten Scheibenabstandes.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit<sup>1)</sup> habe ich die Abhängigkeit der nutzbaren Stromstärke  $J_n$  der aufgewendeten und nutzbaren Leistung  $E_e$  und  $E_n$ , sowie des Wirkungsgrades  $\eta_e$  der Influenz- bez. Kondensatormaschinen<sup>2)</sup> von dem Entladepotential  $V$  festgestellt und dabei auf den Einfluß hingewiesen, den die harmonischen Abmessungen verschiedener Teile auf diese Werte ausüben.

Noch ein Umstand ist für die Größe derselben Werte, ja sogar überhaupt für das Zustandekommen von Influenzelektrizität in den Konduktoren von großer, geradezu prinzipieller Bedeutung und verdient daher um so mehr an besonderer Stelle hervorgehoben zu werden, als er nicht nur für die Kondensatormaschinen dieses Systems, sondern allgemein — wie weitere Versuche zeigten — für die Influenzmaschinen aller Systeme in Betracht kommt; das ist die Größe des Scheibenabstandes, worüber ich durch zufällige Konstruktionsänderungen an einer Kondensatormaschine mit Doppeldrehung, die eine Vergrößerung des anfänglich bestehenden Scheibenabstandes zur Folge hatten, aufgeklärt wurde.

Daß bei gewissen zurzeit seltener vorkommenden Typen von Influenzmaschinen, wo beispielsweise ein festes, aus einem Halbleiter bestehendes Erregerfeld gegen die rotierende Scheibe hin gänzlich oder zum Teil ohne zwischengefügte isolierende Scheibe angebracht ist, der Abstand nicht zu klein gewählt werden darf, um nämlich eine zu starke, direkte Entladung dieser Felder nach den Scheiben hin zu verhindern, dürfte wohl ganz selbstverständlich sein.

Daß diese Bedingung aber auch für jene Systeme von Influenzmaschinen erfüllt sein muß, wo von einer derartigen

1) H. Wommelsdorf, Phys. Zeitschr. 5. Heft 23. 1904.

2) H. Wommelsdorf, Ann. d. Phys. 9. p. 651. 1902.

Entladung gar nicht die Rede sein kann, daß es vielmehr für eine jede Influenzmaschine einen ganz bestimmten Scheibenabstand gibt, bei dem dieselbe das Maximum der Gesamtwirkung liefert, war bisher unbekannt und klingt vielleicht auf den ersten Augenblick geradezu paradox, und zwar um so mehr, da von anderer Seite, im besonderen im Jahre 1874 von F. Rosetti, durch eingehende Messungen direkt das Gegenteil der vorliegenden Ermittlungen festgestellt und in der Schlußfolgerung dahin zusammengefaßt wurde, daß „die Stromstärke und nützliche Arbeit der Influenzmaschinen kleiner werden, wenn der Scheibenabstand zunimmt“. <sup>1)</sup>

Tatsächlich ist dieser allgemein ausgesprochene und zurzeit allgemein als feststehend angenommene Satz Rosettis unrichtig. Dabei ist der Einfluß des richtig bemessenen, nicht zu klein gewählten Scheibenabstandes bei den Influenzmaschinen — wie sogleich gezeigt werden wird — von derartiger Bedeutung, daß derselbe wohl nur aus dem Grunde, daß bei den bisher bekannten Influenzmaschinen wegen der viel schlechteren Zentrierbarkeit der Scheiben die kleineren Abstände aus praktischen Gründen wohl seltener in Frage kamen, bisher unerkannt bleiben konnte.

Nach der ersten zufälligen Beobachtung ergaben alsbald angestellte planmäßige, wenn auch nur orientierende Versuche zunächst an Influenz- und Kondensatormaschinen mit Doppelrehnung, daß eine Maschine, die am günstigsten bei  $d = 4\frac{1}{2}$  mm Scheibenabständen arbeitet, bei  $d = 2$  bis 3 mm sich zwar sehr rasch erregt und anscheinend ihre Ladung tagelang nicht zu verlieren scheint, auch eine sehr große und lebhaftete Elektrizitätsentwicklung im Innern zeigt, dagegen nach außen hin zwischen den Elektroden nur eine sehr geringe nutzbare Stromstärke  $J_n$  und im besonderen ein geringes Entladepotential  $V$  liefert, und zwar nur  $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{5}$  derjenigen Werte von  $J_n$  und  $V$ , die sie bei dem günstigsten Scheibenabstände zu liefern imstande ist.

Bei dem günstigsten Scheibenabstände von  $d = 4\frac{1}{2}$  mm nahm für dieselbe Maschine die Schnelligkeit der Selbst-

1) F. Rosetti, Pogg. Ann. 154. p. 507. 1875; vgl. auch G. Wiedemann, Elektrizität 1. § 1146. p. 971. IV. Aufl. 1893.

erregung und die Größe der Elektrizitätsentwicklung im Innern der Maschine etwas ab; dagegen erreichten die nutzbaren Werte des äußeren Stromkreises von  $J_n$ ,  $E_n$ ,  $V$  und  $\eta$ , ihr Maximum.

Endlich bei noch größeren Abständen von  $d \geq 4\frac{1}{2}$  mm an nahm die Schnelligkeit der Selbsterregung und die Elektrizitätsentwicklung, und zwar sowohl im Innern der Maschine wie im äußeren Entladungskreise gleichzeitig und allmählich ab.

## § 2. Theoretische Begründung („Schädliche Ladungen“ auf den Rückseiten der Scheiben).

Das gegenteilige Ergebnis dieser Versuche von dem nach Rosetti und auch nach der Theorie der Kondensatoren zu erwartenden läßt sich jedoch auch theoretisch durch die folgende Betrachtung nachweisen:

Wird eine Seite einer gewöhnlichen isolierenden Scheibe stark elektrisiert, so stößt sie die gleichnamige Elektrizität auf ihrer Rückseite ab und sucht dieselbe in die Luft zu zerstreuen, was auch um so mehr eintritt, je mehr die Möglichkeit dazu, wie z. B. durch in der Nähe befindliche unelektrische oder gar entgegengesetzt elektrische Körper gegeben ist.

Ein solcher Fall liegt nun bei den Influenzmaschinen vor, und zwar beispielsweise bei denjenigen, deren Konduktoren und Polarisatoren nach den Angaben von W. Musaeus<sup>1)</sup> geschaltet sind, in den zwischen den Polarisatoren gelegenen Scheibenbezirken<sup>2)</sup>, wo je eine stark positiv und negativ geladene Fläche einander gegenüberliegen. Dort wird die positive Elektrizität der zunächst in neutralem Zustande befindlichen Rückseite der positiv geladenen Vorderseite der einen Scheibe durch ihre eigene positive Ladung abgestoßen und durch den Luftraum auf die Rückseite der in entgegengesetzter Richtung kreisenden Scheibe getrieben, bez. wird dieselbe positive Elektrizitätsmenge von der stark negativ geladenen Arbeitsfläche der in entgegengesetzter Richtung rotierenden Scheibe auf ihre eigene Rückseite angezogen.

1) W. Musaeus, Pogg. Ann. 143. p. 285. 1871; W. Holtz, Pogg. Ann. 136. p. 171. 1869.

2) H. Wommeladorf, Ann. d. Phys. 15. p. 842. 1904; vgl. Fig. 1: „die zwei innerhalb des Polarisatorwinkels  $\omega$  gelegenen Scheibenbezirke“.

Die Folge ist, daß beide Rückseiten der zwei in entgegengesetzter Richtung kreisenden Scheiben aus dem neutralen Zustande in einen solchen gebracht werden, der dem der Arbeitsflächen entgegengesetzt elektrisch ist. Das Resultat ist daher, daß diese Ladungen auf den Rückseiten, sobald die Vorderseiten unter den Einfluß der Elektrodenkämme oder -Bürsten gelangen und dort entladen werden sollen, einen Teil der frei gewordenen, nutzbaren Ladung binden und für den Nutzstromkreis verlustig machen.

„Da nun diese *schädlichen Ladungen*“, wie ich sie weiterhin kurz bezeichnen will, um so kleiner werden, je größer der (von ihnen zu überwindende) Abstand der Scheiben wird, andererseits die Gesamtinfluenzwirkung nach der Theorie der Kondensatoren mit dem Wachsen des Abstandes abnimmt, so muß es für jede Maschine einen ganz bestimmten Scheibenabstand geben, bei dem dieselbe die größte Nutzstromleistung, sowie das größte Potential liefert.“

Damit scheint mir die Begründung des Gegenteils des von F. Rosetti allgemein aufgestellten Satzes hinreichend erbracht zu sein; seine Versuchsreihe (Wiedemann) läßt gerade zwischen  $d = 2$  bis 4 mm, wo möglicherweise das Maximum liegen konnte, keine Versuchswerte erkennen; immerhin mag seine Schlußfolgerung vielleicht aus gewissen Gründen für seine benutzte Maschine und gewisse andere Systeme gültig sein. Allgemein gilt sie jedenfalls nicht, und läßt sich vielmehr im Gegenteil das Ergebnis dieser praktischen und theoretischen Ermittlungen wie folgt zusammenfassen:

„Bei den zurzeit im Handel gebräuchlichen Influenzmaschinen oder — genauer ausgedrückt — bei allen denjenigen Influenzmaschinen, wo die oben gekennzeichneten *„schädlichen Ladungen“* auf den Rückseiten von je zwei entgegengesetzt geladenen Scheibenoberflächen entstehen können, gibt es für jede Maschinengröße einen ganz bestimmten Scheibenabstand, bei dem im äußeren Stromkreise die größte nutzbare Stromleistung bez. das größte Entladepotential geliefert wird. Nicht nur bei einer Vergrößerung, sondern auch ganz besonders bei einer Verkleinerung dieses Abstandes nimmt die Stromstärke und Spannung der Maschine im Nutzstromkreise ab.“

Die oben bezeichneten *schädlichen Ladungen* sind im ver-



dunkelten Zimmer auf den Rückseiten der Scheiben in den betreffenden Scheibenbezirken leicht nachzuweisen. Man erkennt ihr Entstehen bereits ohne weiteres an den unzähligen kleinen Fünkchen, die dort zwischen den Scheiben übergehen, und die bereits als solche seit der Erfindung der Influenzmaschinen — wenn auch ohne die Kenntnis dieses Zusammenhanges — allgemein beobachtet worden sind.

Ein in der Praxis unbewußt angewandtes Mittel, das Zustandekommen der *schädlichen Ladungen* möglichst einzuschränken, besteht darin, daß man die Rückseiten der Scheiben, so gut es geht, ohne Unebenheiten herstellt und auf Hochglanz poliert, ferner sie während des Gebrauches öfter von anhaftenden Staubeilchen reinigt. Ein anderes, noch wirksameres Mittel wäre das, die Influenzmaschinen luftdicht abzuschließen und unter hohem Druck arbeiten zu lassen.

Dieses allerdings wohl für die praktische Anwendung vorläufig belanglose Verfahren wurde bereits im Jahre 1885 von W. Hempel<sup>1)</sup> — wenn auch nicht zur Erreichung dieses Zieles — ausgeführt. Die vorzüglichen Resultate, die eine unter zwei oder einer Atmosphäre Überdruck arbeitende Maschine gegenüber derselben in Luft von gewöhnlichem Druck ergab — die erzeugten Elektrizitätsmengen verhielten sich nach der ersten von W. Hempel angegebenen Versuchsreihe bei gleichen Tourenzahlen wie  $18:14:5\frac{1}{2}$  —, lassen erkennen, daß unbedingt noch andere, und zwar weit bedeutungsvollere Ursachen wie eine Änderung in den Ausstrahlungsverlusten, der Dielektrizitätskonstante etc. im Spiele sein mußten.

Da nun Hr. Hempel in seiner Abhandlung eine Erörterung bez. Erklärung der Ursachen dieser sonderbaren enormen Elektrizitätsvermehrung (bei 6 Atm. gar auf das Fünffache) schuldig geblieben ist, so freut es mich, nunmehr nachträglich für diese interessante Erscheinung eine Erklärung geben und aus ihr für meine Zwecke die Nutzenanwendung ziehen zu können. Da bei der von Hrn. Hempel benutzten, verhältnismäßig sehr kleinen Funkenstrecke von nur 15 mm die Ausstrahlungsverluste noch nicht derartig in Betracht kommen konnten, und auch eine Veränderung der Dielektrizitätskonstante

1) W. Hempel, Wied. Ann. 25. p. 487. 1885.



der atmosphärischen Luft und anderes bei weitem nicht von derartiger Bedeutung sein konnte, daß diese Umstände zusammen eine Vermehrung der erzeugten Elektrizitätsmenge um mehr wie das Doppelte hätten herbeiführen können, so muß die Ursache dieser bedeutenden Elektrizitätsvermehrung fast ausschließlich in der wirksamen Einschränkung des Zustandekommens der gekennzeichneten „schädlichen Ladungen“ liegen.

Es sei mir daher gestattet, die Experimente des Hrn. Hempel für meine Zwecke als eine weitere Begründung für das Vorhandensein und die überraschend große Bedeutung jener „schädlichen Ladungen“ sowie der sich daraus ergebenden Notwendigkeit eines richtig zu ermittelnden Scheibenabstandes heranzuziehen.

### § 3. Verfahren zur Darstellung von Ozon und Stickstoffoxyden (Ozongebläse).

Im Anschluß an die vorangegangenen Erörterungen möchte ich noch die mit denselben in gewissem Zusammenhang stehende Mitteilung einer interessanten, für eine praktische Anwendung nicht unwesentlichen Beobachtung knüpfen:

Bei der absichtlichen Annahme ziemlich kleiner Scheibenabstände an einer Kondensatormaschine und einer zufällig für diesen Fall zweckmäßigen Wahl der sonstigen Verhältnisse, gelangte ich zu einer Maschine, bei der die Elektrizitätsentwicklung im Innern sowie die elektrischen Ausgleiche auf den Rückseiten der Arbeitsscheiben ganz enorm, die Wirkung nach außen hin dagegen nahezu gleich Null war. Bei derselben entstand durch die Entladungen in der Maschine selbst zwischen den Scheiben eine derartig große Menge von Ozon bez. von Untersalpetersäure, daß ich auf den Gedanken kam, diese chemischen Luftprozesse technisch auszunutzen.

Dieses kann nun in der Weise geschehen (D.R.P. a. vom 22. Januar 1904), daß man die zu behandelnden und in geeigneter Weise vorbereiteten Gase (Sauerstoffgas oder sauerstoffhaltige Gasgemische, getrocknete, filtrierte, kalte atmosphärische Luft etc.) durch eine Kondensatormaschine streichen läßt, die, bez. deren Scheiben, in ein zur Vermeidung von Nebel- und Luft möglichst eng anschließendes Gehäuse allseitig eingeschlossen

sind. Da nämlich die Scheiben bei der Kondensatormaschine im Gegensatz zu den Mehrfachinfluenzmaschinen durch den Wegfall der vielen für jede einzelne Scheibe besonders vorhandenen Saugkämme auf einen sehr kleinen Raum zusammengebracht sind, und demnach die eingeleiteten Gase die rotierenden Scheiben unter gänzlicher Vermeidung von Nebenluft-räumen von innen nach außen durchstreichen können, so ist dadurch die für die technische Anwendung verlangte Konzentration der ozonisierten Luft gesichert.

In seiner weiteren Durchbildung läßt sich das Verfahren dahin erweitern, daß man die gleichzeitig erzeugte elektrische Energie nicht erst in den Ozonapparaten, sondern durch geeignete Vermehrung der Polarisatoren sowie durch geeignete Wahl der sonstigen harmonischen Verhältnisse gleich im Innern der Maschine selber, bald nach ihrer Entstehung sich wieder entladen läßt, was wohl ohne weiteres zu empfehlen ist, da die Kondensatormaschine mit ihren Ausgleichen auf den Rückseiten von belegten dielektrischen Flächen — infolge der auftretenden „*schädlichen Ladungen*“, die in diesem Falle nicht als Verluste, sondern gerade als gewünschter Effekt aufzufassen sind, — nach den modernen Anschauungen einen Ozonapparat von größter Vollkommenheit darstellt. Da hierbei das erzeugende Mittel, die Elektrizität, nach außen hin überhaupt nicht mehr in die Erscheinung tritt, gleicht in diesem Falle die allseitig in eine Kapsel mit Zu- und Abfuhrrohr eingeschlossene Kondensatormaschine einem selbständigen, von jeglicher elektrischen Stromquelle unabhängigen „*Ozongebläse*“.

Dieses ersetzt alsdann den Generator, Transformator bez. Funkeninduktor, Ozonapparat und — falls die an und für sich bereits vorhandene saugende Wirkung der Maschine durch geeignete Vorrichtungen innerhalb der Scheiben selbst unterstützt wird — das Luftgebläse sowie sämtliche erforderlichen Zwischenorgane der zurzeit gebräuchlichen Ozoneinrichtungen.

(Eingegangen 17. Oktober 1904.)

### 8. Über einen Kontrollapparat für Thermoelemente; von Friedrich Wolfgang Adler.

1. Bei der Verwendung der Thermoelemente zu Temperaturmessungen muß die Temperatur der einen Lötstelle, die ich als *Fundamentaltemperatur* bezeichnen will, konstant bleiben. Bei früherer Gelegenheit<sup>1)</sup> wies ich darauf hin, welche Schwierigkeiten sich bei Konstanterhaltung derselben ergeben, wie insbesondere bei Benutzung von schmelzendem Eis, das in vielen Richtungen günstig ist, man zwar manchmal konstatieren könne, daß die Temperatur der Lötstelle höher als 0° sei, man aber bei keiner Messung die Sicherheit habe, daß sie wirklich bestehe.

Seither ist es mir gelungen, einen Apparat zu konstruieren, der *anzeigt*, ob die gewünschte Temperatur vorhanden sei. Man ist mit seiner Hilfe der Notwendigkeit enthoben, alle möglichen Vorsichtsmaßregeln zu treffen, da man nun sicher ist, ob die Fundamentaltemperatur bestehe oder nicht. Weiß man, daß der letztere Fall eingetreten ist, so bedarf es ja nur einfacher Mittel, um sie wieder herzustellen.

Man kann den Apparat für jede beliebige Fundamentaltemperatur einstellen; doch ist es am besten, für jede solche einen eigenen Apparat zu verfertigen, denn wenn man denselben Apparat nacheinander auf zwei Fundamentalpunkte einstellt, so geht stets die erste Eichung verloren. Die Kosten der Herstellung kommen aber gegenüber der Arbeit bei der Eichung nicht in Betracht.

Für Siedepunkte ist der Apparat nicht geeignet, da er nur für einen bestimmten Barometerstand geeicht werden könnte.

Am einfachsten gestaltet sich die Konstruktion, wenn sich die Temperatur nur in einer Richtung ändern kann, wie es bei Schmelzpunkten unter Zimmertemperatur der Fall ist.

Für einen solchen Fall, nämlich den des schmelzenden Eises, habe ich meinen Apparat geeicht, und soll dieser vor-

1) F. W. Adler, Diss. p. 33—36. Zürich 1902.

erst beschrieben werden. Zum Schlusse will ich dann noch zeigen, wie ein Apparat konstruiert werden müßte, der Temperaturänderungen nach beiden Richtungen angibt, wie er etwa bei Thermostaten zur Anwendung käme.

2. *Beschreibung des Apparates.* Der Apparat besteht aus einem Thermometergefäß (*a*, Fig. 1) 1) mit drei angeschmolzenen Röhren (*c*,  $R_1$ ,  $R_2$ ). Dieses Gefäß hat die Form eines Ellipsoides, dessen einer Hauptschnitt kreisförmig, und dessen anderer (Fig. 2) eine Ellipse mit großer numerischer Exzentrizität ist. Parallel zum kreisförmigen Querschnitt führt das Rohr *r* durch das Gefäß, welches an der Stelle, wo es das Gefäß durchsetzt, angeschmolzen ist. Es setzt sich in den zwei Röhren  $R_1$  und  $R_2$  fort, so daß das ganze Rohr U-förmig ist. Vom Thermometergefäß geht parallel zu  $R_1$  und  $R_2$  die Kapillarröhre *c* aus. In das Kapillarrohr wird ein Platindraht ( $d_1$ ) so eingeschmolzen, daß Quecksilber in ihm unbehindert zirkulieren kann, aber Kontakt von Pt mit Hg erfolgt. Ein zweiter Platindraht ( $d_2$ ) wird an irgend einer Stelle unterhalb  $d_1$  in *c* oder *a* eingeschmolzen. *a* und *c* werden in der Weise, wie weiter unten beschrieben, mit Quecksilber so weit gefüllt, daß bei der Temperatur  $t + \tau$  Kontakt des Quecksilbers mit dem Drahte  $d_1$  erfolgt. Dabei ist mit *t* die Fundamentaltemperatur, mit  $\tau$  diejenige Temperaturdifferenz bezeichnet, bis auf welche genau der Apparat geeicht wird. *c* muß so lang sein, daß das Hg auch noch bei hohen Zimmertemperaturen Platz hat, eventuell muß, um die Röhre nicht zu lang werden zu lassen, eine kleine Erweiterung am oberen Ende von *c* vorgenommen werden, was aber wegen der Möglichkeit der Abtrennung von kleinen Hg-Partikeln besser unterbleibt. Bei der Herstellung des Apparates wurde Jenaer Thermometerglas verwendet.

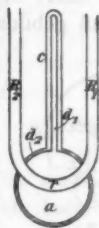


Fig. 1.



Fig. 2.

3. *Verwendung des Apparates.* Besteht das Thermoelement aus der Kombination eines Metalles *M* mit Cu, so wird es so durch die Röhre  $R_1$   $r$   $R_2$  (Fig. 1) gezogen, daß die eine Löt-

1) Die Figg. 1, 2, 4—6 sind in  $\frac{1}{2}$  der nat. Größe dargestellt.

stelle ungefähr in die Mitte des Thermometergefäßes ( $a$ ) zu liegen kommt. Hat man es mit der Kombination zweier beliebiger Metalle ( $M_1 M_2$ ) zu tun, so müssen die beiden Übergänge zur Kupferleitung die Fundamentaltemperatur besitzen.<sup>1)</sup> In diesem Falle muß die eine Verbindungsstelle durch  $R_1$ , die andere durch  $R_2$  bis zur Mitte von  $a$  geschoben werden (Fig. 4). Ein Aneinanderstoßen derselben wird durch eine eingeführte kleine Glasperle ( $p$ ) verhindert.

An  $d_1$  und  $d_2$  (Fig. 1) sind Cu-Drähte angelötet, die mit den Zuleitungsdrähten zu dem Galvanometer  $G$ , an dem der vom Thermoelement hervorgebrachte Strom gemessen wird, so verbunden sind, daß wenn das Hg mit  $d_1$  Kontakt hat, ein Nebenschluß gebildet wird (Fig. 3). Es wird also immer, so

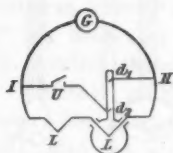


Fig. 3.

lange der Apparat und mit ihm die Lötstelle eine Temperatur hat, die um  $\tau$  oder mehr als dieses über der Fundamentaltemperatur ist, der Ausschlag im Galvanometer ein bedeutend kleinerer sein. Um immer die Möglichkeit zu haben, die Temperatur bis auf den momentanen Fehler des Fundamentalpunktes genau zu bestimmen, ist in dem Nebenschluß ein Unterbrecher  $U$  (Fig. 3) eingeschaltet. Bei Messungen, die zu bestimmten Zeiten ausgeführt werden müssen, z. B. bei kalorimetrischen Messungen, die einander rasch folgen müssen und zwischen denen nicht genügend Zeit ist, um Änderungen am Bade vorzunehmen, wird man eventuell bei  $U$  unterbrechen. Dies wird möglich sein, wenn die in der kurzen Zeit eventuell entstandene Temperaturerhöhung das Resultat nicht beeinflußt. Wenn es auch bei solchen Versuchen auf die größte Genauigkeit ankommt, wird man bei  $U$  geschlossen halten, und das Eintreten des Nebenschlusses wird anzeigen, daß der Versuch mißglückt ist.

Der ganze Apparat wird in eine anpassende Kupferhülse ( $K$ , Fig. 4) gesteckt, auf die ein Deckel ( $D$ ) gesetzt wird, der zum Teil aus Ebonit besteht. In dem Ebonitstück befindet sich eine kreisförmige Öffnung, durch die alle Drähte aus dem

1) l. c. p. 17.

Innern der Hülse herausgeführt werden (Fig. 4). Die Drähte werden im Teil, in dem sie sich noch im Bade befinden, mit einem Kautschukschlauch umgeben und die Übergangsstellen von Hülse zu Deckel und von diesem zum Schlauch mit Paraffin ausgegossen, so daß das Ganze wasserdicht ist.

4. *Die Füllung und Eichung des Apparates.* Die Röhre *c* (Fig. 1) hat vor der Füllung die Gestalt der Fig. 5. Man taucht das umgebogene Ende derselben in ein Gefäß mit Hg, vertreibt die Luft durch Erwärmen aus dem Thermometergefäß, worauf beim Wiederabkühlen Hg in dasselbe gelangt.

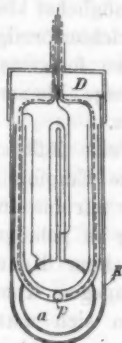


Fig. 4.

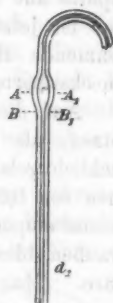


Fig. 5.

Diese Operation wiederholt man so oft, bis sich eine solche Menge von Hg im Apparate befindet, daß beim Herstellen der Fundamentaletemperatur Kontakt von Hg mit dem Draht  $d_1$  entsteht. Dies konstatiert man durch Ansetzen von Leitungsdrähten an  $d_1$  und  $d_2$ , die durch ein Element und ein Galvanoskop verbunden werden. Nun wird das Rohr *c* (Fig. 5) in der Ebene *AA'* abgefeilt, und darauf das Hg in *a* so weit erwärmt, daß es in die übrig gebliebene trichterförmige Erweiterung von *c* aufsteigt. Aus derselben wird mittels einer feinen Pipette eine möglichst kleine Menge von Hg entnommen. Es wird wieder konstatiert, ob bei der Fundamentaletemperatur Kontakt bestehe. Ist dies der Fall, so wird das entnommene Hg einfach beiseite geschafft und der Vorgang wiederholt. Ist kein Kontakt mehr vorhanden, so wird die entnommene Hg-Menge auf einem Uhrglas gewogen, darauf geteilt und der eine Teil, der wieder gewogen wurde, neuerlich in den Apparat gebracht. Dies geschieht einfach in der Weise, daß man das Hg im Apparat durch Erwärmen wieder in die trichterförmige Öffnung steigen und dann die kleine Hg-Menge in dieselbe fallen läßt. Wird nun bei der Fundamentaletemperatur kein Kontakt konstatiert, so teilt man die draußen gebliebene Hg-Menge abermals, und verfährt mit einem Teil derselben wieder

in der angegebenen Weise. Dies setzt man fort, bis man wieder Kontakt erhält. Das übrig gebliebene Hg wird wieder beiseite geschafft und die ganze Operation, beginnend mit der Entnahme einer möglichst kleinen Menge von Hg mittels einer Pipette aus der trichterförmigen Erweiterung wird wiederholt. Nur ist jetzt schon festgestellt, daß die schließlich zu entnehmende Hg-Menge kleiner ist als das zuletzt abgewogene Quecksilberteilchen.

Auf diese Weise läßt sich die Operation so weit fortsetzen, als es die Empfindlichkeit der Wage erlaubt. Tatsächlich gelang es mir bis auf ein übrig bleibendes Hg-Teilchen von 0,0001 g zu gelangen, d. h. es trat bei der Fundamentaltemperatur kein Kontakt ein, wenn dieses Teilchen draußen blieb, dagegen Kontakt, wenn es zugefügt worden wäre. (Man kann sich natürlich stets durch Wägung des ganzen Apparates davon überzeugen, ob kein Hg beim Manipulieren verloren gegangen ist.) Die Erhöhung  $\tau$ , die die Fundamentaltemperatur erfahren kann, ohne daß es der Apparat anzeigt, läßt sich aus der zuletzt übrig gebliebenen Hg-Menge leicht berechnen. Kennt man den Querschnitt der Kapillarroöffnung und die Verlängerung, die der Hg-Faden in  $c$  bei der Temperaturerhöhung um  $1^\circ$  erfährt, so kann man die Hg-Menge, die  $1^\circ$  entspricht, berechnen. In meinem Fall war diese 0,0092 g. 0,0001 g entsprach somit einem  $\tau$  von nicht ganz  $0,011^\circ$ . Ist der Apparat so genau als erforderlich gefüllt, so wird er im Querschnitt  $BB'$  vorsichtig zugeschmolzen.

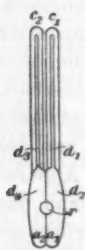


Fig. 6.

5. *Form des Apparates bei Änderung der Temperatur nach beiden Richtungen.* Der angegebene Apparat entspricht allen Anforderungen, falls man sicher ist, daß das Eis oder die andere Substanz, deren Schmelzpunkt als Fundamentaltemperatur benutzt wird, rein ist. Ist man dessen nicht sicher, oder will man einen Thermostaten verwenden, so müßte die folgende Form des Apparates zur Anwendung kommen, die Temperaturänderungen nach beiden Richtungen anzeigt.

In dem Querschnitt (Fig. 6) sieht man zwei aneinandergeschmolzene Thermometergefäße  $a_1$  und  $a_2$ , von denen die Kapillarröhren  $c_1$  und  $c_2$  ausgehen. In jede derselben sind



wieder zwei Platindrähte ( $d_1, d_2, d_3, d_4$ ) eingeschmolzen. Durch die beiden Thermometergefäße führt wieder eine Röhre  $r$ , die sich außerhalb derselben U-förmig fortsetzt. Das Gefäß  $a_1 c_1$  wird in derselben Weise gefüllt wie der oben angegebene Apparat, also daß erst bei der Temperatur  $t + \tau$  Kontakt besteht. Das Gefäß  $a_2 c_2$  soll so gefüllt werden, daß bei  $t$  Kontakt besteht, bei tieferen Temperaturen aber nicht. Tatsächlich wird aber noch bei einer Temperatur  $t - \tau_1$  Kontakt bestehen, und es wird sich wieder darum handeln,  $\tau_1$  möglichst klein zu machen. Die Füllung und Eichung wird daher im Prinzip dieselbe sein wie die früher angegebene.

Der Apparat kann in zweierlei Schaltungen gebraucht werden, von denen die eine den Vorzug größerer Einfachheit hat, dagegen unter Umständen eine Fehlerquelle einführt, die der anderen nicht anhaftet. Die erstere Schaltung ist in Fig. 7 skizziert.  $d_1$  und  $d_3$  sind je an einem,  $d_2$  und  $d_4$  an einem gemeinsamen Leitungsdraht befestigt. Die Leitungsdrähte führen, wie aus der Figur ersichtlich, nach den Punkten I, II, III des Thermoelement-Stromkreises. Zwischen I und II und zwischen  $d_1$  und III sind die Unterbrecher  $U_1$  und  $U_2$  eingeschaltet. Wenn Messungen vom wirklichen Fundamentalpunkt aus gemacht werden sollen, ist in  $U_1$  die Verbindung unterbrochen, in  $U_2$  geschlossen. Man sieht, daß wenn die Temperatur unter  $t - \tau_1$  fällt, der Strom des Thermoelementes unterbrochen ist, wenn sie über  $t + \tau$  steigt, der Nebenschluß in Funktion tritt.

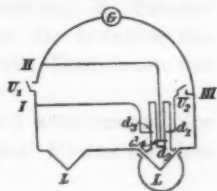


Fig. 7.

Diese Schaltungsweise bringt die Fehlerquelle mit sich, daß Thermokräfte an den Übergängen Cu- $d_4$ -Hg- $d_3$ -Cu auftreten können. Die in Fig. 8 skizzierte Schaltung ist von diesem Übelstand frei. Die von  $d_1$  nach III, und von  $d_2$  über II,  $U_1$  nach I gehenden Leitungen haben dieselbe Funktion wie die entsprechende Leitung in Fig. 3. Der Nebenschluß kann aber auch durch Schließung des Schlüssels  $U_3$ , der zwischen II und III eingeschaltet ist, bewirkt werden. Ob

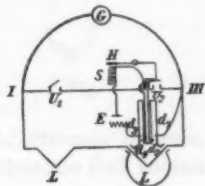


Fig. 8.

diese Schließung eintritt, wird vom Stand der Quecksilbersäule in  $c_3$  auf folgende Weise abhängig gemacht. Von dem Element  $E$  ist durch  $d_3, d_4$  und den Elektromagneten  $S$  ein Strom gelegt. Solange in  $c_3$  Kontakt zwischen Hg und  $d_3$  besteht, zieht  $S$  den Hebelarm  $H$  hinab. Hört der Kontakt auf, so schließt sich  $U_3$ . Man muß durch passende Wahl des Elektromagneten und eventuellen Vorschaltwiderstand dafür sorgen, daß die Stromstärke möglichst gering sei, um wesentliche Erwärmungen des Hg zwischen  $d_3$  und  $d_4$  zu vermeiden.

Zürich, Phys. Inst. d. Universität, im Oktober 1904.

(Eingegangen 30. Oktober 1904.)

**8. Über einen Disjunktör für hohe Potentiale;  
von Friedrich Wolfgang Adler.**

**Einleitung.**

1. Um aus dem im Ruhmkorffschen Induktorium entstehenden Wechselstrom Gleichstrom zu erhalten, werden Vorrichtungen angewandt, die die Stromstöße der einen Richtung an der Ausbildung hindern. Die älteste und bekannteste derselben ist der Dovesche *Disjunktör*.<sup>1)</sup> Derselbe ist wegen der angewendeten Schleifkontakte bei hohen Potentialen nicht anwendbar. Einerseits erfolgt die Unterbrechung im Primärkreise nicht rasch genug; andererseits ist die Isolation des Sekundärkreises nicht ausreichend, und tritt Verbrennen der Kontaktstellen ein.

Ich habe versucht, einen Disjunktör zu konstruieren, der einerseits im Primärkreise die Vorteile des Foucaultschen *Interruptors*<sup>2)</sup> zur Anwendung bringt und andererseits im Sekundärkreise genügende Isolation ermöglicht. Letzteres Erfordernis schien mir am besten durch einen entsprechend modifizierten Pohlischen *Kommutator*<sup>3)</sup> erfüllt zu werden.

Versetzt man den Bügel *W* (Fig. 1) dieses Kommutators in Schwingung, so entsteht im Leitungszweige *II*, *IV*, *II*<sub>1</sub> Wechselstrom, falls *Q* eine Gleichstromquelle ist. Ist *Q* eine Wechselstromquelle, und stimmt die Schwingungszahl von *W* mit der Wechselzahl des Stromes überein, so entsteht auf *II*, *IV*, *II*<sub>1</sub> Gleichstrom. Der letztere Fall kommt

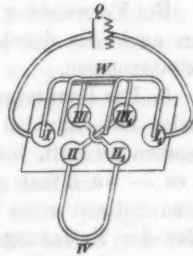


Fig. 1.

1) H. W. Dove, Pogg. Ann. 43. p. 511. 1838; E. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität. II. Aufl. 4. p. 6. 1893—98.

2) L. Foucault, Compt. rend. 43. p. 44. 1856; E. Wiedemann, l. c. 4. p. 558.

3) Vgl. E. Wiedemann, l. c. 1. p. 264.

für den Disjunktör in Betracht. An Stelle von  $Q$  tritt die Sekundärspule des Induktoriums.

Es kommt nun darauf an,  $W$  entsprechend dem Foucaultschen Interruptor im Primärkreise schwingen zu lassen. Wie ersichtlich, wird bei einem solchen Disjunktör zugleich erreicht, daß die *Stromstöße* beider Richtungen zu einem Gleichstrom umgeformt werden.

2. Durch Anlegen einer Leydener Flasche an die Enden der Sekundärspule des Induktoriums gelang es zuerst Masson und Breguet<sup>1)</sup>, eine Ladung derselben auf diesem Wege vorzunehmen. Sie verwendeten dabei nur *einen* Induktionsstoß, da der nächstfolgende Potentiale entgegengesetzten Vorzeichens hervorgebracht hätte. Sollen mittels des Induktoriums Elektrizitätsmengen hoher Spannung *angesammelt* werden, so dürfen nur Induktionsstöße einer Richtung zur Geltung kommen. Dies kann erreicht werden, wenn man in die Verbindung der einen Belegung mit der Induktionsspule eine Funkenstrecke einschaltet. Da durch den Öffnungsstrom wesentlich höhere Potentiale induziert werden als durch den Schließungsstrom<sup>2)</sup>, ist es möglich, derselben eine solche Länge zu geben, daß nur die ersteren übergehen.

Bei Verwendung des zu beschreibenden Disjunktors erhält man auch die durch den Schließungsstrom induzierten Elektrizitätsmengen.

3. Die Benützung einer Funkenstrecke ist, wie Wüllner<sup>3)</sup> gezeigt hat, nur bei gewissem Druck der die Funkenstrecke umgebenden Luft, bez. des betreffenden Gases, möglich. Daher ist es — wenn man gleichgerichtete Entladungen in verdünnten Gasen mittelst eines Induktoriums studieren will — nötig, sich außer der Entladungsröhre noch einer Funkenstrecke in Luft, oder eines Disjunktors zu bedienen. Bei Messungen, bei denen man die in der Funkenstrecke stattfindenden, nicht genau bestimmbaren Energieverluste vermeiden will, käme ein Disjunktör der hier angegebenen Art zur Anwendung.

4. An Stelle der Rotation, die den Vorzug des Doveschen

1) A. Masson u. L. F. C. Breguet, Ann. chim. et phys. (3) 4. p. 129. 1842.

2) J. C. Poggendorff, Pogg. Ann. 94. p. 289. 1855.

3) A. Wüllner, Pogg. Ann. 143. p. 321. 1872.

Disjunktors bildet, trat bei vorliegendem Apparat schwingende Bewegung. Auch mit dieser kann eine große Zahl von Unterbrechungen erreicht werden, wie dies beim Foucaultschen Interruptor der Fall ist. Die bei demselben verwendete, unter dem Einfluß eines Elektromagneten schwingende Feder war im Prinzip bei meiner Konstruktion nicht nötig. Ich hatte zwei Elektromagnete zur Verfügung, deren abwechselndes Infunktion-treten einen zweiarmigen Hebel in Schwingungen setzen konnte, war somit auf die Wirkung der elastischen Kraft nicht angewiesen. Ich ließ auch tatsächlich den Hebel um eine gelagerte Achse schwingen. Der Apparat ergab in dieser Ausführung bloß 250, bei starker Inanspruchnahme 500 Unterbrechungen pro Minute. Es zeigte sich aber deutlich, daß bei Gebrauch einer Feder eine weit größere Schwingungszahl zu erreichen gewesen wäre als bei Anwendung gelagerter Achsen.

Der Disjunktör mußte nämlich wesentlich massiver gebaut werden, wenn er in der vorliegenden Montierung eine noch höhere Zahl von Stößen an die Hemmungen ertragen sollte. Würde dagegen der Widerstand der Feder einen Hauptteil der Hemmung bilden, so stünde einer höheren Schwingungszahl kein Hindernis im Wege. Allerdings tritt dadurch eine neue konstruktionselle Schwierigkeit auf. Damit nämlich die elastische Kraft der Federn die Wirkung der Anziehungskraft der Elektromagnete nicht störe, ist es nötig, daß die Feder im Interruptor annähernd dieselbe Schwingungsdauer habe, wie diejenige des Kommutators. Dies läßt sich aber nicht allzu schwer erreichen, und bei einer neuen Konstruktion mußte die Montierung in diesem Sinne abgeändert werden.

Im Folgenden soll der Apparat in seiner jetzigen Form, die für praktische Zwecke noch nicht vollkommen geeignet ist, beschrieben werden, da das Prinzip durch Änderung der Montierung keine Änderung erfahren würde.

#### Das bewegende System.

5. Während die Spitze des Interruptorhebels  $H$  (Fig. 2) die Grenzfläche  $ab$  zwischen dem Hg und  $H_2O$  durchschneidet, muß sich  $W$  (Fig. 1) im Kommutator in einer der extremen Lagen befinden, damit die induzierte Elektrizität in die Bahn  $II$ ,  $IV$ ,  $II_1$  geleitet wird. Während sich die Spitze von  $H$  (Fig. 2)

in den extremen Lagen *A* oder *B* befindet, passiert *W* (Fig. 1) die Horizontallage.

Die Bewegung von Interruptor und Kommutator läßt sich als die zweier Hebel auffassen, die gleiche Schwingungsdauer haben, zwischen denen aber eine Phasendifferenz von  $\frac{1}{4}$  der Schwingungsdauer besteht. Um eine solche Bewegung zu erreichen, habe ich folgende Schaltung vorgenommen, die schematisch in Fig. 3 skizziert ist. Der Hebel *ab* (dem Interruptor angehörig) ist um *o* aus der Lage 1 über 2 nach 3, der



Fig. 2.

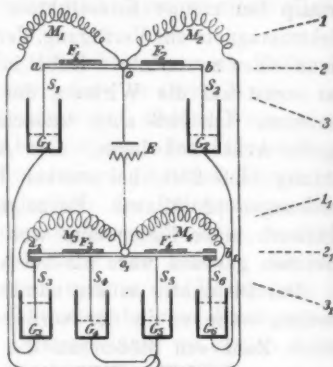


Fig. 3.

Hebel *a<sub>1</sub>b<sub>1</sub>* (dem Kommutator angehörig) ist um *o<sub>1</sub>* aus der Lage 1<sub>1</sub> über 2<sub>1</sub> nach 3<sub>1</sub> drehbar. Auf jedem Hebelarm ist ein weiches Eisenstück (*F<sub>1</sub>, F<sub>2</sub>, F<sub>3</sub>, F<sub>4</sub>*) befestigt, das beim Infunktiontreten des darüber befindlichen Elektromagneten (*M<sub>1</sub>, M<sub>2</sub>, M<sub>3</sub>, M<sub>4</sub>*) Anziehung erfährt. An den Hebeln sind die Stahlstäbe (*S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>4</sub>, S<sub>5</sub>, S<sub>3</sub>, S<sub>6</sub>*) befestigt, und zwar letztere zwei durch Ebonit von der Metallstange *a<sub>1</sub>b<sub>1</sub>* isoliert. Die sechs Stahlstäbe dienen als Unterbrecher in den sechs Glasgefäßen *G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>, G<sub>3</sub>, G<sub>4</sub>, G<sub>5</sub>, G<sub>6</sub>*, die bis zu der durch die punktierten Linien angegebenen Höhe mit Hg gefüllt sind. Und zwar sind *G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>, G<sub>4</sub>, G<sub>5</sub>* so weit gefüllt, daß gerade kein Kontakt mehr zwischen Hg und *S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>4</sub>, S<sub>5</sub>* besteht, wenn sich *ab* in der Lage 2 und *a<sub>1</sub>b<sub>1</sub>* in der Lage 2<sub>1</sub> befindet; *G<sub>3</sub>* bez. *G<sub>6</sub>* soweit, daß etwas, bevor die Lage 3<sub>1</sub> bez. 1<sub>1</sub> eintritt, der Kontakt zwischen Hg und *S<sub>3</sub>* bez. *S<sub>6</sub>* aufhört. Die Leitungen des Stromes, der von der Batterie *E* ausgeht und das ganze System in Bewegung setzt, sind aus Fig. 3 ersichtlich.

Die Art des Funktionierens des Systems kann man aus

folgenden Angaben erkennen. Beim Einschalten des Stromes mögen die Lagen 2 und  $1_1$  bestehen. Der Strom geht durch die Verbindung  $E o_1 G_4 M_2 o E$ ; der Elektromagnet  $M_2$  zieht  $F_2$  an, wodurch momentan Kontakt in  $G_1$  auftritt, der die Verbindung  $E o_1 G_1 G_3 M_3 o_1 E$  zur Folge hat, die  $M_3$  in Funktion setzt. Während  $M_2$  Verschiebung von 2 nach 1 bewirkt, veranlaßt  $M_3$  diejenige von  $1_1$  nach  $2_1$ . Durch letztere Bewegung hört der Kontakt in  $G_4$  und damit auch die Wirksamkeit von  $M_2$  auf. Da  $M_3$  aber weiter in Funktion bleibt, so tritt im nächsten Moment Kontakt in  $G_5$  ein und durch die Verbindung  $E o_1 G_5 M_1 o E$  tritt  $M_1$  in Funktion. Dieses bewirkt die Verschiebung von 1 nach 2, während gleichzeitig diejenige von  $2_1$  nach  $3_1$  eintritt. Die Verbindung durch  $M_3$  wird einen Moment, bevor  $3_1$  erreicht ist, in  $G_3$  unterbrochen, damit die infolge Kontakt in  $G_3$  auftretende Verbindung  $E o_1 M_4 G_6 G_2 o E$  durch  $M_4$  sofort in Wirksamkeit treten kann.  $M_4$  bewirkt die Verschiebung von  $3_1$  nach  $2_1$ , während gleichzeitig diejenige von 2 nach 3 eintritt. Durch Unterbrechung in  $G$  tritt  $M_1$  außer Funktion, während fast gleichzeitig die Verbindung  $E o_1 G_4 M_2 o E$  wieder entsteht, die die Verschiebung von 3 nach 2 bewirkt, während gleichzeitig diejenige von  $2_1$  nach  $1_1$  eintritt. Einen Moment, bevor  $1_1$  erreicht ist, hört die Verbindung in  $G_6$  auf, und damit tritt  $M_4$  außer Funktion. Der anfängliche Zustand ist wieder erreicht und das Spiel beginnt von neuem.

Die Unterbrechungsstellen in  $G_3$  und  $G_6$  sind nur durch den besonderen Zweck der Anordnung erforderlich; die gewünschte Bewegung würde auch eintreten, wenn die Verbindung von  $G_1$  direkt nach  $M_3$  und von  $G_2$  nach  $M_4$  ginge, wodurch  $G_3$ ,  $G_6$  und mit ihnen  $S_3$ ,  $S_6$  überflüssig würden. Da es sich beim Kommutator in gewissen Fällen aber darum handelt, daß der Kontakt von  $W$  (Fig. 1) in II, II<sub>1</sub> bez. III, III<sub>1</sub> möglichst kurzdauernd sei, wurde diese Anordnung getroffen. Dieselbe bewirkt zugleich, daß im Momente des Durchganges von  $ab$  durch die Lage 2 die Wirksamkeit von  $M_1$  bez.  $M_3$  ein Maximum ist, da der Nebenschluß aufgehoben ist, was der Größe der Wirkung des Interruptors zugute kommt. Man hätte im Interesse eines rascheren Ganges des Apparates dieselbe Einrichtung bezüglich  $M_1$  und  $M_3$  einführen können,



indem man zwischen  $M_1$  und  $G_1$  bez.  $M_2$  und  $G_2$  eine Unterbrechungsstelle hätte einschalten können, deren Stahlstab von  $ao$  (bez.  $ob$ ) hätte ausgehen müssen. Die Hinzufügung dieser zwei Unterbrechungsstellen schien mir aber, da für den vorliegenden Zweck nicht unbedingt nötig, den Apparat überflüssig zu komplizieren.

### Der Interruptor.

6. Der Interruptor hat die in Figg.<sup>1)</sup> 4 und 5 dargestellte Form und zwar ist letztere Figur der Schnitt  $\alpha\beta$  der ersteren, und diese der Schnitt  $\gamma\delta$  der letzteren.

Die Glasgefäße  $G_1$  und  $G_2$ , die dazu gehörigen Stahlstäbe  $S_1$  und  $S_2$ , die Elektromagneten  $M_1$  und  $M_2$  gehören dem bewegenden System an und werden gemäß dem Schema

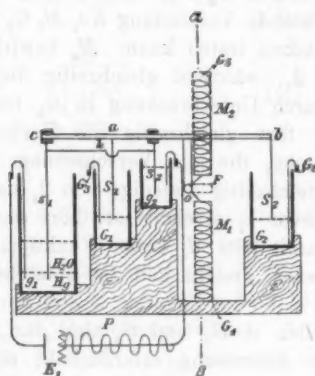


Fig. 4.

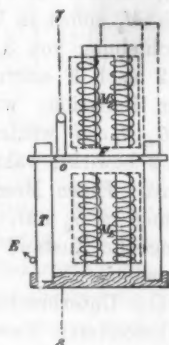


Fig. 5.

Fig. 3 mit den entsprechenden Teilen des Kommutators verbunden.

Der Drehpunkt  $o$  des Hebels ist unter die Stange  $ab$  verlegt, um den Schwingungsbogen möglichst normal auf die Hg-Oberfläche zu machen. Die Stromzuführung von  $E$  zum Punkte  $o$  und von da weiter durch  $ab$  nach  $S_1$  und  $S_2$  erfolgt durch das Gestell  $T$  (Fig. 5), in das der Hebel gelagert ist. Ebenso führt dahin die Leitung von den Elektromagneten  $M_1$

1) Die Figg. 4—9 sind sämtlich in  $\frac{1}{7}$  der natürl. Größe dargestellt.

und  $M_3$ , wie sie nach Schema Fig. 3 erforderlich ist.  $M_1$  wirkt auch an dem Arm  $ob$  und deshalb nach unten, wodurch nur ein weiches Eisenstück ( $F$ ) an Stelle von  $F_1$  und  $F_2$  (Fig. 3) tritt. Die Unterbrechung des Stromes in der Primärspule des Induktoriums ( $P$ ), der von der Batterie  $E_1$  geliefert wird, findet in dem Glasgefäße  $g_1$  statt. Dasselbe ist mit Hg soweit gefüllt, daß bei der Horizontallage von  $cab$  Kontakt desselben mit dem Stahlstab  $s_1$  eintritt.  $s_1$  ist von  $ca$  durch einen Ebonitklotz getrennt. Die Weiterleitung des Stromes geht von  $s_1$  durch den Kupferdraht  $k$  nach  $s_2$ , welches sich in dauerndem Kontakt mit dem Hg in  $g_2$  befindet.

#### Der Kommutator.

7. Der Kommutator ist in den Figg. 6, 7, 8 und 9 dargestellt. Fig. 7 ist der Schnitt  $\alpha\alpha_1$ , Fig. 8 die Schnitte  $\beta\beta_1$  und Fig. 9 der Schnitt  $\gamma\gamma_1$  der Fig. 6. Und zwar ist von jedem dieser Schnitte wegen der vollkommenen Symmetrie nur

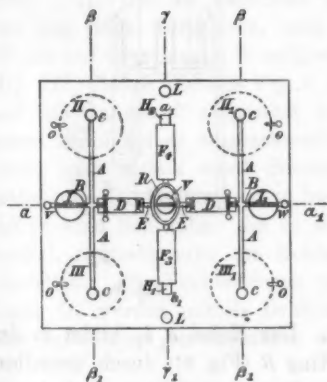


Fig. 6.

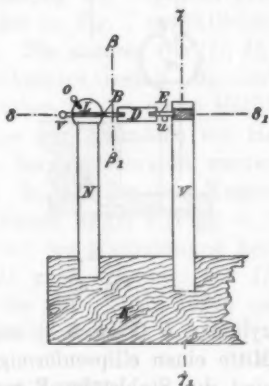


Fig. 7.

die Hälfte gezeichnet. Fig. 6 ist der in den Figg. 7, 8, 9 angegebene Schnitt  $\delta\delta_1$ .

Ein Bügel (entsprechend  $W$  in Fig. 1) ist fest verbunden mit dem Hebel ( $a_1 b_1$ ) des bewegenden Systems und schwingt mit ihm um eine gemeinsame Achse der Richtung  $vw$  (Fig. 6). Die Achse ist vierfach gelagert; einerseits in die Metall-

kugeln  $I, I_1$  (Figg. 6 und 7), wodurch zugleich auch die Verbindung mit der Sekundärspule des Induktoriums hergestellt wird, andererseits in die Metallstange  $V$ . Die Arme des Bügels werden durch die zwei Messingstangen  $A$  (Figg. 6, 8) gebildet, deren jede in der Mitte mit dem Metallstab  $B$  (Figg. 6, 7) verbunden ist, der einerseits in eine Schraube, andererseits in eine Spitze endigt. Jeder Arm des Bügels trägt eine eingeschraubte Stahlkugel  $c$  (Figg. 6, 8), die für gewisse Fälle durch eine Stahlspitze ersetzt werden kann. Die  $A$  sind voneinander und von dem bewegenden System durch die Ebonit-

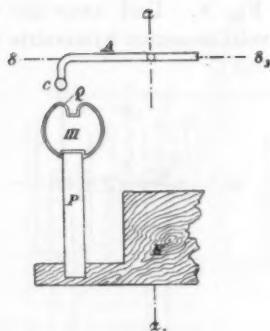


Fig. 8.

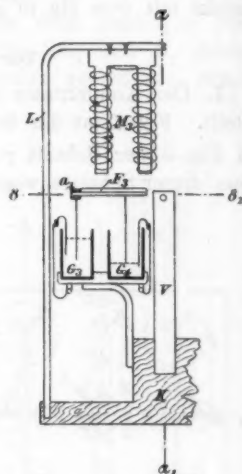


Fig. 9.

zylinder  $D$  (Figg. 6, 7) isoliert. Der Hebel  $a_1 b_1$  bildet in der Mitte einen ellipsenförmigen Ring  $R$  (Fig. 6); durch denselben sind die Stahlstäbe  $E$  geschraubt, deren Spitze in  $V$  lagert und deren anderes Ende in  $D$  eingeschraubt ist.  $E$  ist beiderseits an  $R$  mit Muttern befestigt. Die Schrauben von  $B$  und  $E$  sind in  $D$  durch kleine Querstäbe festgerammt, von denen diejenigen, die  $B$  befestigen, in kleine Kugeln endigen, um Spitzenwirkungen zu verhüten. Die Lager, in denen die Achse schwingt, bestehen aus Stahl, diejenigen in  $V$  sind fest, die in  $I$  und  $I_1$  sind die Enden der Schrauben, die andererseits

in die kleinen Kugeln  $v$  und  $w$  ausgehen. Am Ring  $R$  ist ein Fortsatz  $u$  (Fig. 7) angebracht, der, indem er an zwei Schrauben, die mit  $V$  verbunden sind, anschlägt, als Hemmung wirkt. Auf der Achse  $a_1 b_1$  sind die Eisenstücke  $F_3, F_4$  und die Ebonitklötze  $H_1, H_2$  befestigt (Figg. 6, 9). In letztere ist je ein Stahlstab ( $S_3$  und  $S_6$ ) eingesetzt, sowie zwei Stahlstäbe  $S_4$  und  $S_5$  direkt in  $a_1 b_1$  (Fig. 9). Die Stromzuführung nach  $S_4$  und  $S_5$  erfolgt direkt durch  $a_1 b_1$ , während die nach  $S_3$  und  $S_6$  durch isolierte Drähte erfolgt, die an  $R$  befestigt sind und von hier aus eine Spirale bildend nach den Elektromagneten führen, so daß sie den Gang des Apparates nicht stören. Die Glasgefäße  $G_3, G_4, G_5, G_6$ , in denen  $S_3, S_4, S_5, S_6$  Unterbrechungen bewirken, stehen auf einem Ständer (Fig. 9), der an dem Holzgestell  $K$  des ganzen Apparates befestigt ist. Die Elektromagnete  $M_3, M_4$  hängen an einem Eisengestell  $L$  (Fig. 9).

Die sechs Hg-Näpfe ( $I, I_1, II, II_1, III, III_1$ ) der Fig. 1 sind durch sechs Messingkugeln im Kommutator ersetzt. Diejenigen zwei ( $I, I_1$ ), die die dauernde Verbindung der Sekundärspule mit den Bügel vermitteln, sind in der in Fig. 7 ersichtlichen Weise auf Glasstangen  $N$  aufgesetzt. Die anderen vier ( $II, II_1, III, III_1$ ) haben die aus Fig. 8 entnehmbare Gestalt. Sie sind auf Glasstangen  $P$  aufgesetzt und haben in die obere Hälfte einen Stahlnapf  $Q$  eingeschraubt, der zur Aufnahme von Hg dient und mittels eines Schlüssels herausgeschraubt werden kann, um das Hg bequem zu leeren. In jede der sechs Kugeln ist je eine Schraube, die in eine kleine Kugel  $o$  (Figg. 6, 7) endigt, eingeschraubt, um Kontakt mit der Weiterleitung herzustellen. Die Verbindungen von  $II$  nach  $III_1$  und von  $II_1$  nach  $III$  werden mittels Drähten, die gut isoliert außen um das Instrument herumgeführt werden, hergestellt.

#### Die Verwendung des Apparates.

8. Das bewegende System hatte einen Widerstand von etwas über  $2 \Omega$ , da als Stromstärke 2,5 bis 3 Amp. genügten, wäre eine Batterie von 6 Volt zum Betrieb des Apparates ausreichend gewesen. Ich überzeugte mich aber, daß bei Verwendung einer größeren Batterie und entsprechendem Vorschaltwiderstand ein gleichmäßigerer und ruhigerer Gang des Apparates zu erzielen war. Gegenüber einem großen Vor-

schaltwiderstand kommen nämlich die kleinen Schwankungen des Widerstandes, die durch die verschiedene Kombination der einzelnen Teile des Leitungskreises entstehen, nicht in Betracht. Ich verwendete deshalb 20  $\Omega$  Vorschaltwiderstand und 60 Volt. Die Verstärkung des Stromes in den Elektromagneten  $M_1$  und  $M_2$  (Fig. 3), die durch Unterbrechung in  $G_2$ , bez.  $G_3$  entsteht, ist auch um so größer, je größer der Vorschaltwiderstand  $W$  ist. Es besteht nämlich folgende Beziehung zwischen der Stromstärke  $i$  in einem Leiterstück vom Widerstand  $w$ , angehörend einem einfach geschlossenen Kreise, und der Stromstärke  $i'$ , wenn an die Enden des Leiterstückes ein Nebenschluß von gleichem Widerstande  $w$  gelegt wird:

$$\frac{i}{i'} = \frac{2W + w}{W + w}.$$

Der Disjunktur erfährt eine Modifikation, je nachdem ob er für Wechselströme oder zur Ansammlung von Elektrizität verwendet werden soll. Im ersteren Falle treten an Stelle der Kugeln  $c$  (Fig. 8) Stahlspitzen; die Stahlnäpfe werden mit Hg gefüllt, und die Hemmungen werden so eingestellt, daß Kontakt des Hg mit der Stahlspitze stattfinden kann. Im zweiten Fall sind sie so eingestellt, daß z. B. in  $II$  und  $III_1$  Kontakt entsteht, in  $II_1$  und  $III$  aber Funkenstrecken bestehen, wobei die Kugeln  $c$  Verwendung finden und das Hg überflüssig wird.

Der Apparat wurde von der Firma G. Zulauf & Cie. in Zürich nach meinen Zeichnungen mit dankenswerter Präzision hergestellt.

Zürich, Phys. Inst. d. Universität, im Oktober 1904.

(Eingegangen 30. Oktober 1904.)

# 10. *Über Ausbreitung und Extensionskraft; von G. van der Mensbrugghe.*

In einer kürzlich erschienenen Notiz<sup>1)</sup> bringt Hr. G. Quincke seine ausführlichen Arbeiten über die Oberflächenspannung in Erinnerung, und erklärt, daß eine solche Spannung nicht allein an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit, sondern auch an der Berührungsfläche eines festen Körpers mit der Luft, mit einer Flüssigkeit oder mit einem anderen festen Körper existiert. Er fügt hinzu, daß jetzt ebensowenig wie früher eine Veranlassung vorliegt, mit G. van der Mensbrugghe und Clerk-Maxwell anzunehmen, daß eine negative Spannung an der einem festen Körper und einer Flüssigkeit gemeinsamen Oberfläche vorhanden ist.

Ich danke meinem verehrten Hrn. Kollegen für die sorgfältige Zitation meiner betreffenden Arbeiten, aber seine kritischen Bemerkungen berechtigen mich auch meinerseits, meine allgemeinen, auf die behandelte Frage bezüglichen Ideen in Erinnerung zu bringen.

1. Nach meiner Ansicht existiert eine Oberflächenspannung in einer festen oder flüssigen Schicht nur dann, wenn deren Partikeln weiter voneinander entfernt sind als in den benachbarten Teilen des Körpers; im entgegengesetzten Falle schließe ich auf eine *Extensionskraft*.<sup>2)</sup>

2. Das Prinzip der molekularen Anziehung hat mich dazu geführt, eine Kontraktionskraft an der freien Oberfläche einer Flüssigkeit anzunehmen.<sup>3)</sup>

Für die Oberflächenschicht eines festen Körpers gilt dieselbe Beweisführung, nur sind für einen solchen Körper die äußersten Partikeln sehr wenig beweglich.<sup>4)</sup>

1) G. Quincke, Ann. d. Phys. 15. p. 55. 1904.

2) G. van der Mensbrugghe, Bull. de l'Acad. R. de Belg. 17. p. 518. 1889.

3) l. c. 26. p. 37. 1893.

4) l. c. 27. p. 897. 1894.

3. Wenn man durch  $F_1$  die Kontraktionskraft einer ersten Flüssigkeit 1, durch  $F_2$  die Kontraktionskraft einer zweiten Flüssigkeit 2, und durch  $F_{1,2}$  die gegenseitige Einwirkung der beiden Flüssigkeiten 1, 2 bezeichnet, so habe ich die Kraft, welche auf die Berührungsfläche der zwei Flüssigkeiten wirkt, durch den Ausdruck

$$F_1 + F_2 - 2 F_{1,2}$$

dargestellt. Ist dieser Ausdruck positiv, so ist an der fraglichen Oberfläche eine Kontraktionskraft vorhanden; diese Kraft wurde zuerst, wie ich gern anerkenne, von Hrn. Quincke gemessen. Wenn hingegen der obige Ausdruck negativ ist, d. h. wenn  $2 F_{1,2} > F_1 + F_2$  ist, so tritt eine Extensionskraft auf, und das ist nach meiner Ansicht immer dann der Fall, wenn Partikeln der einen Flüssigkeit in hinreichender Anzahl auf die andere reagieren.<sup>1)</sup>

4. Ich habe aus dem obigen allgemeinen Ausdrucke die nötige und hinreichende Bedingung dafür abgeleitet, daß eine Flüssigkeit von der Tension  $F_1$  sich auf einer anderen ausbreitet, nämlich

$$F_{1,2} > F_1.$$

Um meine Theorie zu prüfen, habe ich z. B. die Ausbreitung von Olivenöl auf einer sehr schwachen Natronlösung studiert; die Ausbreitung ging mit äußerster Lebhaftigkeit vor sich, was sich dadurch erklärt, daß zugleich mit der Spannung der Natronlösung auch die Extensionskraft der gemeinsamen Oberfläche wirksam war. Von besonderer Wichtigkeit aber war es, die Ausbreitung eines Tropfens einer Natronlösung auf Olivenöl zu versuchen: ein Teil des Tropfens fiel auf den Boden des Gefäßes, aber ein kleiner Bruchteil desselben breitete sich in einem Kreise von 2 cm aus, und das scheint mir nach der früheren Theorie unbegreiflich. Die kleine kreisförmige Fläche zog sich nach der Ausbreitung wieder zusammen, und hinterließ am Rande verschiedene Spitzen. — Ich konnte den Versuch mehr als 20mal auf derselben Oberfläche wiederholen. Ich habe auch eine große Anzahl analoger Versuche beschrieben.<sup>2)</sup>

1) l. c. 20. p. 32. 1890.

2) l. c. p. 253.



5. Was die spontane Bildung von Emulsionen angeht, so glaube ich, daß die Zerreißung in dem Augenblicke stattfindet, wo in einer hinreichenden Anzahl von Punkten eine chemische Reaktion eintritt, und daß die Bildung der Tröpfchen nur dann möglich ist, wenn in den kleinen abgerissenen Massenteilchen keine chemische Einwirkung an der Oberfläche mehr vorhanden ist.<sup>1)</sup> Das tritt sehr klar zutage, wenn eine Flüssigkeit aus einem sehr engen Rohre sich in eine andere Flüssigkeit ergießt, die eine gewisse Affinität für die erstere hat.<sup>2)</sup>

Ich schließe hier meine Antwort auf die Notiz meines hervorragenden Kollegen Hrn. G. Quincke, und überlasse die Aufgabe, den Wert unserer beiderseitigen Arbeiten abzuwägen, weiteren Forschungen.

Gent, 7. November 1904.

1) l. c. 21. p. 420. 1901.

2) l. c. p. 429.

(Eingegangen 9. November 1904.)

**11. Über die Bestimmung  
der Kurve fest-heterogen bindrer Gemische  
durch kalorimetrische Messungen;  
von S. Scharbe.**

In der Arbeit „Über die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme kristallinischer Stoffe“ hat Hr. Bogojaw-lensky gezeigt, daß kalorimetrische Daten sich zum Aufstellen eines Zustandsdiagrammes verwerten lassen und daß die Abweichungen von dem Gesetz Regnault-Neumann berechnet werden können (p. 72). Der Zweck dieser Zeilen ist, zu zeigen, wie die Grenzkurve fest-heterogen bei binären Gemischen durch kalorimetrische Messungen berechnet werden kann, hauptsächlich beim Entstehen von Mischkristallen. Nehmen wir an, daß die Kurve flüssig-heterogen uns bekannt ist, d. h. daß wir bei der Temperatur  $T$  die Konzentration  $K_1$  der flüssigen Phase, welche mit der festen Phase im Gleichgewicht ist, kennen; die Konzentration der festen Phase, welche gesucht wird, sei  $K_2$ . Die spezifischen Wärmen der festen Stoffe seien bez.  $c_1$  und  $c_2$ , und nehmen wir an, daß die spezifische Wärme des festen Gemisches nach der folgenden Formel berechnet werden kann:

$$c_K = c_1(1 - K) + c_2 K.$$

Nennen wir  $\varrho$  die Schmelzwärme bei der Temperatur  $T$  des Gemisches der Konzentration  $K_1$ . Erwärmen wir ein Gemisch der Konzentration  $K$  bis zur Temperatur  $T$ , so daß  $K < K_1$  ist, so sind zwei Fälle zu unterscheiden: 1.  $K < K_2$  und 2.  $K > K_2$ . Lassen wir dann dieses Gemisch im Kalorimeter bis zur Temperatur  $t$  abkühlen, so daß  $t$  kleiner als die niedrigste Temperatur des Schmelzens der Gemische sei, so ist im ersten Falle die abgegebene Wärme

$$(1) \quad Q = c_K(T - t),$$

im zweiten Falle

$$(2) \quad Q = c_K(T - t) + \varrho \cdot \frac{(K - K_2)}{(K_1 - K_2)},$$

wo der Faktor  $K - K_2/K_1 - K_2$  die Masse der flüssigen Phase angibt, wenn die Masse des Ganzen gleich 1 gesetzt wird. (Die Masse der festen Phase ist gleich  $K_1 - K/K_1 - K_2$ .)

Aus der Gleichung (2) erhalten wir, indem wir der Kürze wegen

$$Q - c_K(T - t) = q$$

setzen:

$$q = \varrho \cdot \frac{(K - K_2)}{(K_1 - K_2)}$$

und daraus:

$$K_2 = \frac{\varrho K - q K_1}{\varrho - q},$$

oder auch:

$$K_2 = K - \frac{q(K_1 - K)}{\varrho - q}, \quad K_2 = K_1 - \frac{\varrho(K_1 - K)}{\varrho - q}.$$

Aus diesen Formeln ist ersichtlich, daß, wenn  $q = 0$  ist, wir den ersten Fall haben, und daß, bei der Temperatur  $T$ ,  $K$  kleiner als  $K_2$  ist; die flüssige Phase ist nicht vorhanden. Ist  $q > 0$ , so läßt sich  $K_2$  nach den letzten Formeln berechnen, nur muß darauf geachtet werden, daß  $K$  nicht nahe an  $K_1$  ist, denn sonst wird der Zähler und der Nenner nahe gleich Null, die Rechnung wird unsicher. Durch Vorversuche müssen  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $K_1$  und  $\varrho(K_1, T)$  bestimmt werden. Auf diese Weise kann die Entstehung von Mischkristallen konstatiert werden, indem man  $K_2$  größer als Null erhält.

Dorpat, Universität, 7. November 1904.

(Eingegangen 11. November 1904.)

**12. Bemerkung zu der Arbeit von  
K. A. Hofmann, L. Gonder und V. Wölfl:  
„Über induzierte Radioaktivität“;  
von F. Giesel.**

In überschriebener Arbeit dieser Annalen **15.** p. 615. 1904 haben einschlägige Veröffentlichungen von mir keine Erwähnung gefunden, obwohl ein Teil der von den Verfassern beschriebenen Versuche bereits hier mitgeteilt worden sind.

Auf folgende Punkte obiger Abhandlung beziehen sich meine Publikationen:

1. Zur Aktivierung durch Radiumsalz in Lösung zu Zitat 1 p. 616. Sitzungsber. d. Phys. Gesellsch. vom 5. Januar 1900. (F. Giesel, Einiges über Radium-Baryumsalze und deren Strahlen.)

2. Zur Aktivierung durch Uransalze (bez. zu radioaktivem Blei) etwa p. 616—618. Ber. d. Chem. Gesellsch. **33.** p. 1665. 1900. (F. Giesel, Über radioaktives Baryum und Polonium.) Ber. d. Chem. Gesellsch. **34.** p. 3569. 1901. (F. Giesel, Über radioaktive Stoffe.)

3. Zu radioaktivem Blei und Polonium etwa p. 621—627. Ber. d. Chem. Gesellsch. **34.** p. 3772. 1901. (F. Giesel, Über radioaktive Stoffe.) Ber. d. Chem. Gesellsch. **35.** p. 102. 1902. (F. Giesel, Über radioaktives Blei.) Ber. d. Chem. Gesellsch. **36.** p. 728. 1903. (F. Giesel, Über Polonium.)

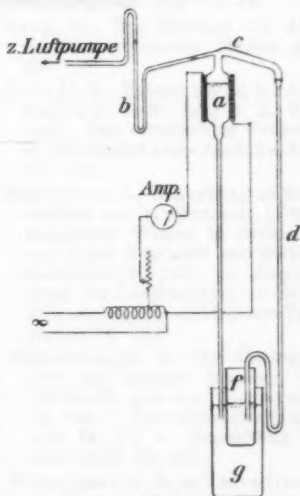
4. Zur Induktion von Wismut und Platinmetallen durch Radium etwa p. 620—631. Ber. d. Chem. Gesellsch. **36.** p. 2369. 1903. (F. Giesel, Über Polonium und die induzierende Eigenschaft des Radiums.)

(Eingegangen 30. November 1904.)

13. *Notiz*  
*einen Quecksilberdestillierapparat betreffend;*  
*von Josef Pollak.*

Gelegentlich einiger Versuche über den Quecksilberlichtbogen hatte ich beträchtliche Mengen von Quecksilber zu destillieren, wozu anfangs ein ähnlicher Apparat benützt wurde, wie er im Lehrbuch der praktischen Physik von F. Kohlrausch (IX. Aufl. p. 29) angegeben ist. Wegen mancher Schwierigkeiten wurde später ein anderer (nebenstehend skizzierter) Apparat hergestellt. Dieser funktioniert sehr gut und ist leicht anzufertigen.

Das Quecksilber wird mittels einer Luftpumpe aus dem Vorratsgefäße *g* nach *a* gehoben und hier durch eine elektrische, außen und innen mit Asbest umhüllte Heizspirale erhitzt. Beim Abdestillieren schließt es zuerst den Destillierraum von der Pumpe bei *b* ab. In der Folge wird eine Nachstellung des Niveaus in *a* notwendig. Sie diskontinuierlich zu bewerkstelligen, ist nicht ratsam; einmal wird dabei Luft mitgerissen, dann kann ein etwas zu rasches Heben des Quecksilbers infolge einer momentanen Abkühlung des Dampfraumes eine erhebliche Verminderung des Dampfdruckes und so ein weiteres Steigen und eventuelles Überfließen des Quecksilbers nach *d* hervorrufen. Es läßt sich aber einfach eine selbsttätige Regelung des Niveaus dadurch erzielen, daß man das Auffanggefäß *f* für das reine Quecksilber ins Innere von *g* (wie gezeichnet) setzt.



$\frac{1}{15}$  der natürlichen Größe.

Das Knie bei *c* soll nicht hoch sein, damit das kondensierte Quecksilber nicht wieder nach *a* zurückfließt.

Die Heizspirale kann etwa mittels Autotransformators an ein Wechselstromnetz angeschlossen werden.

Vor der Benützung ist der Apparat sorgfältig zu reinigen und zu trocknen. Beim Anlassen schließt man die Ausflußöffnung von *d*, bis sich eine genügende Quecksilbersäule durch Überdestillieren gebildet hat oder stellt diese durch vorhandenes reines Quecksilber her. Einmal in Gang gesetzt kann der Apparat tage- und wochenlang ohne Aufsicht in Betrieb bleiben, wenn man nur ca. jede 12 Stunden das reine Quecksilber entnimmt und rohes nachfüllt. Nach der Skizze ( $\frac{1}{15}$  der natürlichen Größe) ausgeführt liefert er bei einem Energieaufwand von 10 Volt  $\times$  20 Ampère in 24 Stunden ca. 4 kg destilliertes Quecksilber.

Prag, am 1. Dezember 1904.

(Eingegangen 4. Dezember 1904.)

## Namenregister zum Jahrgang 1904.

### A.

Abraham, M., Zur Theorie der Strahlung und des Strahlungsdruckes 14, 236. — Kritik der Erwidern des Hrn. W. Wien 14, 1039.

Abraham, O., vgl. Schaefer.

Adler, F. W., Über einen Kontrollapparat für Thermoelemente 15, 1026. — Über einen Disjunktork für hohe Potentiale 15, 1033.

Alt, H., Über kalorimetrische Messungen an flüssigem Sauerstoff und flüssigem Stickstoff 13, 1010.

Aufsess, Frhr. v. u. z., O., Die Farbe der Seen 13, 678.

### B.

Bakker, G., Die Faraday-Maxwellschen Spannungen 13, 562. — Bemerkung über die Theorie der Oberflächenspannung von H. Huls-hof 14, 609. — Untersuchungen über kritische Dichte und die Theorie von Andrews van der Waals 15, 548.

Bates, F. J., Berichtigungen zu der Arbeit: „Über Versuchsfehler beim Messen der Rotationspolari-sation absorbierender Substanzen“ 13, 856.

Batschinski, A., Beziehungen für die thermischen Eigenschaften der Stoffe 14, 288.

Bausenwein, E. G., Änderung des Peltiereffektes mit der Temperatur 15, 213.

Becker, A., Über den Einfluß von Kathodenstrahlen auf feste Iso-latoren 13, 394.

Behm, A., vgl. Sieveking.

Berg, O., Zur Messung der Ab-sorption elektrischer Wellen 15, 307.

Berndt, G., Bemerkung zu der Ab-handlung: J. M. Eder u. E. Va-lenta, Das ultraviolette Funken-u. Bandenspektrum des Schwefels 13, 1078.

Bernstein, J., Bemerkung zu dem Aufsatz von L. Hermann „Über elektrische Wellen in Systemen von hoher Kapazität und Selbst-induktion 13, 1073. — Berech-nung des Durchmessers der Mole-küle aus kapillar-elektrischen Ver-suchen 14, 172.

Bestelmeyer, A., Die Abhängig-keit der inneren Reibung des Stickstoffs von der Temperatur 13, 944. — Über siedenden Sauer-stoff 14, 87. — Bemerkung zu Markowski 15, 423.

Bestelmeyer, A. u. Valentiner, S., Über die Dichte des Stickstoffs und deren Abhängigkeit vom Druck bei der Temperatur der flüssigen Luft 15, 61.

Billitzer, J., Zu den kapillar-elektrischen Bewegungen und über



einen Strom im offenen Element 13, 827.

Biske, F., Die Erdbewegung und der Äther 14, 1004.

du Bois, H., Orientierung polarisierter unsymmetrischer Kreisel 13, 289. — Magnetokinetische Untersuchungen 14, 209.

Braun, F., Hermann Georg Quincke 15, 13. Heft.

Brunner, E., Zur Kenntnis der Elektrizitätszerstreuung in erhitzter Luft 15, 554.

## C.

Clement, J. K., Über die Bildung des Ozons bei hoher Temperatur 14, 334.

Cohn, E., Antikritisches zu Hrn. W. Wiens, „Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper“ 14, 208.

## D.

Dahms, A., Beiträge zur Kenntnis von den Erscheinungen der Phosphoreszenz 13, 425.

Denizot, A., Zur Theorie der umkehrbaren galvanischen Elemente 13, 193.

van Dijk, G. u. Kunst, J., Eine Bestimmung des elektrochemischen Äquivalentes des Silbers 14, 569.

Dieterici, C., Über den Dampfdruck des Wassers bei hohen Temperaturen 15, 860.

Drude, P., Über induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise mit Anwendung auf Perioden- u. Dämpfungsmessung, Teslitransformatoren und drahtlose Telegraphie 13, 512. — Optische Eigenschaften und Elektronentheorie 14, 677, 936. — Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke 15, 709.

## E.

Eder, J. M. u. Valenta E., Das ultraviolette Funken- u. Bandenspektrum des Schwefels (Bemerkung zu der Abhandlung: G. Berndt, Das ultraviolette Funkenpektrum des Selen) 13, 640.

Eichenwald, A., Über die magnetischen Wirkungen bewegter Körper im elektrostatischen Felde 13, 919.

Einstein, A., Zur allgemeinen molekularen Theorie der Wärme 14, 354.

Einhoven, W., Über einige Anwendungen des Saitengalvanometers 14, 182

Elsässer, W., Über erzwungene Schwingungen von Stäben 13, 791.

Eversheim, P., Verhalten von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstanten einiger Substanzen vor und in dem kritischen Zustand 13, 492.

## F.

Feussner, W., Zur Berechnung der Stromstärke in netsförmigen Leitern 15, 38 5

## G.

Gaede, W., Polarisation des Voltaeffektes 14, 641.

Gans, R., Magnetostriktion ferromagnetischer Körper (Bemerkung zu einer Arbeit des Hrn. A. Heydweiller) 13, 634. — Zur Heydweillerschen Kritik meiner Formeln betreffend „Magnetostriktion ferromagnetischer Körper“ 14, 638. — Zur zweiten Heydweillerschen Kritik meiner Formeln betreffend „Magnetostriktion ferromagnetischer Körper“ 15, 418.

Gehrke, E., Über den Einfluß von Glaswänden auf die geschichtete Entladung in Wasserstoff 15, 509.

Gerdien, H., Über den Einfluß der Torsion auf das magnetische

- Moment zirkular magnetisierter Nickel- und Eisendrähte 14, 51.
- Giesel, F., Bemerkung zu der Arbeit von K. A. Hofmann, L. Gonder und V. Wölfl: „Über induzierte Radioaktivität“ 15, 1048.
- Gildemeister, M., vgl. Hermann.
- Gonder, L., vgl. Hofmann.
- Gray, A. W., Über die Ozonisierung des Sauerstoffs bei der stillen elektrischen Entladung 13, 477. — Über einen automatischen Kommutator und Galvanometerschlüssel zum Messen periodisch wiederkehrender Erscheinungen 15, 596. — Ein automatischer Potentialregulator 15, 602. — Über die Ozonisierung des Sauerstoffs in dem Siemensschen Ozongenerator 15, 606.
- Grunmach, Leo, Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung und des Molekulargewichtes von verflüssigtem Stickstoffoxydul 15, 401.
- Gundry, P. G., Über erzwungene Schwingungen eines polarisierbaren Quecksilbertropfens 14, 590.
- H.**
- Hack, F., Das elektromagnetische Feld in der Umgebung eines linearen Oszillators 14, 539.
- Hagenbach, A., Über den Dopplereffekt im elektrischen Funken 13, 362.
- Hallwachs, W., Über die Strahlung des Lichtbogens 13, 38.
- Hartmann-Kempf, R., Über den Einfluß der Amplitude auf die Tonhöhe und das Dekrement von Stimmgabeln und zungenförmigen Stahlfederbändern 13, 124. — Über den Resonanzverlauf erzwungener Schwingungen 13, 271.
- Happel, Hans, Bemerkungen zum Gesetz der korrespondierenden Zustände und zur Zustandsgleichung 13, 340.
- Hasenöhr, Fritz, Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern 15, 344.
- Hechler, W., Fluidität und Leitfähigkeit einiger konzentrierter wässriger Salzlösungen unter 0° 15, 157.
- Hecht, H., F. E. Neumanns Methode zur Bestimmung der Wärmeleitungsfähigkeit schlecht leitender Körper in Kugel- und Würfel- und ihre Durchführung an Marmor, Glas, Sandstein, Gips sowie an Serpentin, Basalt, Schwefel, Steinkohle 14, 1008.
- Heilbrun, R., Über den sogenannten Halleffekt in Elektrolyten 15, 988.
- Heimbrodt, Fr., Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Konzentration, bestimmt mit Hilfe gekrümmter Lichtstrahlen 13, 1028.
- Henning, F., Beobachtungen mit astatischen Torsionsmagnetometern 15, 815.
- Hermann, L. u. Gildemeister, M., Weitere Versuche über elektrische Wellen in Systemen von hoher Kapazität und Selbstinduktion 14, 1031.
- Heydweiller, A., Zur Theorie der magneto-elastischen Wechselbeziehungen. (Entgegnung an Hrn. R. Gans) 14, 1036. — Zur Bestimmung der Selbstinduktion von Drahtspulen 15, 179. — Über die Villarische Wirkung beim Nickel. Entgegnung an die Herren Honda und Shimizu 15, 415.
- Himstedt, F., Quantitative Versuche über den Rowlandeffekt 13, 100. — Über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen 13, 573.
- Himstedt, F. u. Meyer, G., Über die Bildung von Helium aus der Radiumemanation 15, 184.
- Hodson, F., Resonanzversuche über das Verhalten eines einfachen Kohärens 14, 973.

Hofmann, K. A., Gonder, L. u. Wölfl, V., Über die induzierte Radioaktivität 15, 615.

Holborn, L., vgl. Kohlrausch.

Hollmann, R., Über die Volumenänderung beim Phasenwechsel binärer Gemische I 13, 325.

Honda, K. u. Shimizu, S., Über die Existenz des Villarsischen kritischen Punktes beim Nickel 14, 791. — Über den Villarsischen kritischen Punkt beim Nickel 15, 855.

Hornemann, M., Der heiße Oxydkohärer 14, 129.

Huber, M. T., Zur Theorie der Berührung fester elastischer Körper 14, 153.

## J.

Jaeger, W., Die Polarisation galvanischer Elemente bei Gegenwart von festem Salz 14, 726.

James, J., Die Abraham-Lemoinesche Methode zur Messung sehr kleiner Zeitintervalle und ihre Anwendung zur Bestimmung der Richtung und Geschwindigkeit der Entladung in Entladungsröhren 15, 954.

Johnson, K. R., Zur Nernst-Planckschen Theorie über die Potentialdifferenz zwischen verdünnten Lösungen 14, 995.

## K.

Kahlbaum, G. W. A., Über die Veränderlichkeit des spezifischen Gewichtes. 1. Die Änderung des spezifischen Gewichtes beim Draht ziehen 14, 578.

Kaiser, W., Über die Beziehungen zwischen Druck und Brechungs-exponent der Gase bei Drucken unterhalb einer Atmosphäre 13, 210.

Kalecsinsky, A. v., Über die Akkumulation der Sonnenwärme in verschiedenen Flüssigkeiten 14, 843.

Kaufmann, W., Bemerkungen zur Absorption und Diffusion der Kathodenstrahlen 13, 836.

Kirchner, F., Über die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmannscher Emulsionen 13, 239.

Kirchner, F. u. Zsigmondy, R., Über die Ursachen der Farbenänderungen von Gold-Gelatinepräparaten 15, 578.

Klatt, V., vgl. Lenard.

Koch, F. J., Über eine Einrichtung zur Erzeugung hochgespannten Gleichstromes im Anschluß an eine Wechsel- oder Gleichstromquelle 14, 547.

Koch, J., Einige Untersuchungen über den elektrischen Funken, besonders über die physikalischen Bedingungen für sein Erlöschen 15, 865.

Koch, K. R., Über Beobachtungen, welche eine zeitliche Änderung der Größe der Schwerkraft wahrscheinlich machen 15, 146.

Kohl, E., Über das innere Feld der Elektronen 13, 770. — Über die elektromagnetische Energie der Elektronenbewegung 15, 531.

Kohlrausch, F. u. Holborn, L., Über ein tragbares Torsionsmagnetometer 13, 1054.

Koláček, F., Über Magnetostraktion 13, 1. — Einfache Herleitung der Formeln für die Deformation eines ferromagnetischen Drahtes im Magnetfelde 14, 177.

Kunst, J., vgl. van Dijk.

Kunz, L., Die spezifische Wärme des Kohlenstoffs bei hohen Temperaturen 14, 309.

## L.

Laue, M., Über die Interferenzerscheinungen an planparallelen Platten 13, 163.

Leick, A., Über künstliche Doppelbrechung und Elastizität von Gelatineplatten 14, 139.

Leithäuser, G. E., Über den Geschwindigkeitsverlust, welchen die

Kathodenstrahlen beim Durchgang durch dünne Metallschichten erleiden, und über die Ausmessung magnetischer Spektren 15, 283.

Lenard, P., Über sekundäre Kathodenstrahlung in gasförmigen und festen Körpern 15, 485.

Lenard, P. u. Klatt, V., Über die Erdalkaliphosphore 15, 225, 425, 633.

von Lerch, F., vgl. Nernst.

Lessing, A., vgl. Rothmund.

Liesegang, Ed. R., Über die optischen Eigenschaften entwickelter Lippmannscher Emulsionen 14, 630.

M.

Markowski, H., Die innere Reibung von Sauerstoff, Wasserstoff, chemischem und atmosphärischem Stickstoff und ihre Änderung mit der Temperatur 14, 742.

Mensbrugghe, G. van der, Über Ausbreitung und Extensionskraft 15, 1043.

Meyer, G., vgl. Himstedt.

Mie, G., Der elektrische Strom in ionisierter Luft in einem ebenen Kondensator 13, 857.

Mills, J., Über die Wirkung eines Magnetfeldes auf die Interferenz des natürlichen Lichtes 13, 848.

N.

Nernst, W. u. Lerch, F. von, Über die Verwendung des elektrolitischen Detektors in der Brückenkombination 15, 836.

Nesper, E., Strahlung von Spulen 15, 768.

P.

Papalex, N., Ein Dynamometer für schnelle elektrische Schwingungen, Theorie und Versuche 14, 756.

Paschen, F., Über die durchdringenden Strahlen des Radiums

14, 164. — Über die Kathodenstrahlen des Radiums 14, 389.

Pfaundler, L., Über die dunklen Streifen, welche sich auf den nach Lippmanns Verfahren hergestellten Photographien sich überdeckender Spektren zeigen (Zenkertsche Streifen) 15, 371.

Pflüger, A., Die Anwendung der Thermosäule im Ultraviolett und die Energieverteilung in den Funkenspektren der Metalle 13, 890.

Pollak, J., Notiz einen Quecksilberdestillierapparat betreffend 1049.

Precht, J., vgl. Runge.

Przibram, K., Über das Leuchten verdünnter Gase im Teslafeld 14, 378.

Q.

Quincke, G., VIII. Bildung von Schaumwänden, Beugungsgittern und Perlmutterfarben durch Belichtung von Leimchromat, Kieselsäure, Eiweiß etc. 13, 65, 217. — IX. Doppelbrechung der Gallerte beim Aufquellen und Schrumpfen 14, 849; 15, 1. — Über Ausbreitung und Extensionskraft 15, 55.

R.

Rasch, E., Die gesetzmäßige Abhängigkeit der photometrischen Gesamthelligkeit von der Temperatur leuchtender Körper 14, 193.

Rensing, H., Über magneto-elastische Wechselbeziehungen in paramagnetischen Substanzen 14, 363.

Riecke, E., Über Evakuationsgeisslerischer Röhren durch den elektrischen Strom 15, 1003.

Ritter, F., Über das Funkenpotential in Chlor, Brom und Helium 14, 118.

Robb, A. A., Beiträge zur Theorie des Zeemaneffektes 15, 107.

Rothmund, V. u. Lessing, A.,  
Versuche mit dem elektrolytischen  
Wellendetektor 15, 193.

Runge, C. u. Precht, J., Über  
das Funkspektrum des Radiums  
14, 418.

## S.

Schaefer, K. L., u. Abraham, O.,  
Zur Lehre von den sogenannten  
Unterbrechungstönen 13, 996.

Scharbe, S., Einige Bemerkungen  
zur Abhandlung des Hrn. Holl-  
mann: Über die Volumenänderung  
beim Phasenwechsel binärer  
Gemische 13, 1076. — Über die  
Bestimmung der Kurve fest-hetero-  
gen binärer Gemische durch  
kalorimetrische Messungen 15,  
1046.

Schaum, K. u. Schulze, F. A.,  
Zur Demonstration elektrischer  
Drahtwellen 13, 422.

Schmidt, A., Werte der erdmagne-  
tischen Elemente zu Potsdam für  
die Jahre 1902 und 1903 15, 395.

Schmidt, G. C., Über die Wirkung  
von Kanalstrahlen auf Aluminium-  
oxyd und Zinkoxyd (Antwort an  
Hrn. J. Tafel 13, 622).

Schmidt, G. N. St., Über den Ein-  
fluß der Temperatur und des  
Druckes auf die Absorption und  
Diffusion des Wasserstoffs durch  
Palladium 13, 747.

Schmidt, K. E. F., Resonanz elek-  
trischer Schwingungen. I. Elek-  
trische Eigenresonanz 14, 22.

Schmidt, R., Über die Diffusion  
von Argon und Helium 14, 801.

Schönrock, O., Über den Einfluß  
der Beleuchtung auf die Angaben  
von Saccharimetern mit Keilkompensation 14, 406.

Schütt, K., Über Zähigkeit und  
Festigkeit in der Oberfläche von  
Flüssigkeiten und über flüssige  
Lamellen 13, 712.

Schuh, H., Bemerkung über die  
Demonstration von oszillatorischen  
Flaschenentladungen 14, 204. —  
Ergänzung zu der Arbeit von H.

Schub, zur Demonstration oszilla-  
torischer Flaschenentladungen 14,  
640.

Schulze, F. A., Über drehende  
Schwingungen von dünnen Stäben  
mit rechteckigem Querschnitt und  
ihre Verwendung zur Messung der  
Elastizitätskonstanten 13, 583. —  
Über die Schallgeschwindigkeit in  
sehr engen Röhren 13, 1060. —  
Zur Erklärung schrägliegender  
Kundtscher Staubfiguren 13, 1067.  
— Die Elastizitätskonstanten und  
die Bruchfestigkeit des amorphen  
Quarzes 14, 384. — Bemerkung  
zu meiner Arbeit: Über drehende  
Schwingungen von dünnen Stäben  
mit rechteckigem Querschnitt und  
ihre Verwendung zur Messung der  
Elastizitätskonstanten 14, 848.  
Vgl. auch Schaum.

Shimizu, S., vgl. Honda.

Sieveking, H. und Behm, A.,  
Akustische Untersuchungen 15,  
793.

Simons, K., Die Dämpfung elek-  
trischer Schwingungen durch eine  
Funkenstrecke 13, 1044.

Sommerfeld, A., Über das Wechsel-  
feld und den Wechselstromwider-  
stand von Spulen und Rollen 15,  
673.

Stark, J., Sekundäres und primäres  
negatives Glimmlicht 13, 375. —  
Über die Entstehung der elek-  
trischen Gasspektren 14, 506.

Straubel, R., vgl. Winkelmann.

Sturm, J., Die Kirchhoffsche For-  
mel über Schallgeschwindigkeit in  
Röhren 14, 822.

## T.

Tafel, J., Über die Wirkung von  
Kanalstrahlen auf Zinkoxyd II  
14, 206.

Take, E., Über etwaige Korrek-  
turen an der von Richarz und  
Krigar-Menzel ausgeführten Gravi-  
tationsbestimmung 15, 1010.

Tallqvist, H., Über einige aperio-  
dische Stromvorgänge 14, 602.

Teichner, G., Untersuchungen über kritische Dichte 13, 595. — — Untersuchungen über kritische Verdampfungswärme 13, 611. Vgl. auch Traube.

Toepler, M., Objektive Sichtbarmachung von Funkenschallwellen nach der Schlierenmethode mit Hilfe von Gleitfunken 14, 838. — Zur Kenntnis der negativen Streifenentladung 14, 962.

Traube, J. u. Teichner, G., Bemerkung über die kritische Temperatur des Wassers und des Quecksilbers 13, 620.

V.

Valenta, E., vgl. Eder.

Valentiner, S., Über die Abhängigkeit des Verhältnisses  $c_p/c_v$  der spezifischen Wärmen des Stickstoffs vom Druck bei der Temperatur der flüssigen Luft 15, 74. — Über den maximalen Wirkungsgrad umkehrbarer Kreisprozesse 15, 829. Vgl. auch Bestelmeyer.

Voege, W., Über den Zusammenhang von Schlagweite und Spannung 14, 556.

Vollgraff, J. A., Zur Elastizitätstheorie (Kritik der Saint-Venant'schen Methode) 14, 620.

W.

Wachsmuth, R., Labialpfeifen und Lamellentöne 14, 469.

Watzmann, E., Über die Intensitätsverhältnisse der Spektren von Gasgemischen 14, 772.

Wagner, E., Metallmanometer als Hochdruckpräzisionsmesser, geprüft mit dem Amagatschen Manometer 15, 906.

Wallot, J., Erwiderung auf die Bemerkungen des Hrn. B. Walter 13, 215.

Walter, B., Magnetische Ablenkungsversuche mit Röntgenstrahlen  
Annalen der Physik. IV. Folge. 15.

len 14, 99. — Über die Stefan'sche Theorie starker magnetischer Felder 14, 106. — Über die Erzeugung sehr hoher Spannungen durch Wechselstrom 15, 407.

Warburg, E., Über die Ozonisierung des Sauerstoffs durch stille elektrische Entladungen 13, 464. — Über spontane Desozonisierung, Berichtigung 13, 1080.

Wassmuth, A., Über die bei der Biegung von Stahlstäben beobachtete Abkühlung 13, 182.

v. Wesendonck, K., Einige Bemerkungen über Entladungen in Vakuumröhren mit nur einer Elektrode 13, 205.

Wehnelt, A., Über den Austritt negativer Ionen aus glühenden Metallverbindungen und damit zusammenhängende Erscheinungen 14, 425.

Wien, M., Über den Durchgang schneller Wechselströme durch Drahtrollen 14, 1. — Bemerkung zu der Abhandlung von Hrn. Drude: „Über die induktive Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise mit Anwendung auf Perioden- u. Dämpfungsmessung, Teslatransformatoren und drahtlose Telegraphie“ 14, 626.

Wien, W., Über die Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper. I. 13, 641. — Über die Differentialgleichungen der Elektrodynamik für bewegte Körper. II. 13, 668. — Über positive Elektronen und die Existenz hoher Atomgewichte 13, 669. — Über die Differentialgleichungen der Elektrodynamik des Hrn. E. Cohn 14, 632. — Erwiderung auf die Kritik des Hrn. M. Abraham 14, 635. — Poynting'scher Satz und Strahlung 15, 412.

Winkelmann, A., u. Straubel, R., Über die Einwirkung von Röntgenstrahlen auf Flußspat 15, 174.

Wittmann, F., Bemerkungen zur Abhandlung des Hrn. J. Zenneck

„Objektive Darstellung von Stromkurven mit der Braunschen Röhre“ 14, 423.

Wölfl, V., vgl. Hofmann.

Wommelsdorf, H., Einfluß der Polarisatorstellung auf die Stromleistung der Influenzmaschinen mit Doppeldrehung 15, 842. — Über den Scheibenabstand der Influenzmaschinen (schädliche Ladungen, Ozongeläse) 15, 1019.

### Z.

Zahn, H., Über die galvanomagnetischen und thermomagnetischen

Effekte in verschiedenen Metallen 14, 886.

Zehnder, L., Ein Volumometer für große Temperaturintervalle 15, 328.

Zemplén Győző, Berichtigungen zur Arbeit: Über die Anwendung der mechanischen Prinzipie auf reibende Bewegungen 13, 216. — Über den Energieumsatz in der Mechanik 13, 840.

Zenneck, J., Objektive Darstellung von Stromkurven mit der Braunschen Röhre 13, 819. — Die Abnahme der Amplitude bei Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke 13, 822.

## Namenregister

zur Festschrift für Ludwig Boltzmann.

### A.

Abraham, M., Der Lichtdruck auf einen bewegten Spiegel und das Gesetz der schwarzen Strahlung 85.

Andrade, J., Chronométrie: Les régimes limites et la stabilité de la synchronisation 51.

Arrhenius, S., Die Anwendung der physikalischen Chemie auf die serumtherapeutischen Fragen 860.

### B.

Bäcklund, A. V., Über elektrische Strömungen in zylindrischen Leitern 224.

Bancroft, W. D., Note on the Soret Phenomenon 553.

Barus, C., Periodic Color Distributions in Relation to the Coronas of Cloudy Condensation, with a Revision of Coronas 204.

Behn, U. u. Kiebitz, F., Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Eis in flüssiger Luft mit schnellen Schwingungen nach Drude 610.

Benndorf, H. u. Conrad, V., Über Radiumkollektoren 691.

Berg, O., Einige Versuche über das Elektrodenpotential von Entladungsröhren 793.

Bjerkness, V., Elektrostatische, magnetische und hydrodynamische Grenzflächenbedingungen 455.

du Bois, H., Hysteretische Anwendung der Boltzmann-Maxwell'schen Verteilungsfunktion 809.

Borgmann, J., Ein besonderer Fall des Leuchtens von verdünntem Gase in einem breiten Glasrohr 76.

Brace, D. B., On Double Refraction in Matter moving through the Ether 576.

Bredig, G. u. Weinmayr, F., Über die minimale Schichtdicke des katalytisch wirkenden Quecksilbers 899.

Brunn, H., Über das durch eine beliebige endliche Figur bestimmte Eigeilde 94.

Bryan, G. H., The Law of Degradation of Energy as the fundamental Principle of Thermodynamics 123.



Burbury, S. H., On certain theorems in probability 542.

### C.

Cardani, P., Sulla dispersione elettrica dei raggi X ottenuti mediante le scariche dei condensatori 501.

Chwolson, O., Notiz über die Vergleichung des Meters mit der Wellenlänge des Lichtes 28.

Conrad, V., vgl. Benndorf.

Curry, Ch. E., A Peculiar Class of Waves 282.

Czermak, P., Zur Demonstration der Klanganalyse 80.

Czuber, E., Zur Geometrie der gewöhnlichen Differentialgleichungen 266.

### D.

Duhem, P., Sur la stabilité électrique d'un milieu homogène et illimité 13.

### E.

Ebert, H., Wirkung der anomalen Dispersion von Metaldämpfen 448.

Edelmann, M. Th., Vertikalvariometer für erdmagnetische Messungen im Luftballon 815.

Exner, Fel. M., Über das sogenannte „Nachschauen“ von Bildern 652.

Exner, Fr. u. Hofmann, R., Über die Potentialdifferenzen der Metalle in ionisierten Gasen 600.

### F.

Feussner, W., Über zwei Sätze der Elektrostatik 537.

Finger, J., Über die einer allbekannten Kapillarercheinung analo-

gen Resultate eines bestimmten Problems der Kinematik starrer Körper 752.

Forch, C., Spezifische Gewichte und Wärmeausdehnung von Naphthalinlösungen in verschiedenen organischen Lösungsmitteln 696.

Frege, G., Was ist eine Funktion? 656.

Frischauf, J., Ableitung der Gleichgewichtsbedingungen eines starren Punktsystemes aus dem Prinzip der virtuellen Geschwindigkeiten und aus der Starrheit 1.

### G.

Garbasso, A., Su la teoria dell'analisi spettrale 469.

Goldhammer, D. A., Über die Natur der flüssigen Luft 410.

Graetz, L., Über die elektrische Dispersion der Kristalle 477.

Granqvist, G., Über die Periode und die Phasendifferenz zwischen Strom und Spannung im singenden Flammenbogen 799.

Grunwald, J., Über die Ausbreitung der Wellenbewegungen in optisch-zweiachsigen elastischen Medien 518.

Grunmach, L., Über den Einfluß der Zähigkeit auf die Kapillarkonstanten bei Essigsäure-Wassermischungen 460.

Guglielmo, G., Intorno ad un igrometro-bilancia ad indicazioni assolute e continue 341.

### H.

Hall, E., The van der Waals a in Alkohol and in Ether 899.

Haschek, E. u. Kotersitz, K., Über einen Versuch der Ausmessung von Sternspektrogrammen nach der objektiven Methode der Wellenlängenbestimmung 497.

Hasenöhrli, F., Über die Anwendbarkeit der Hamiltonschen partiellen Differentialgleichung in der Dynamik kontinuierlich verbreiteter Massen 642.

de Heen, P., Idées fondamentales d'un essai de théorie mécanique de l'électricité et de la chaleur 48.

Heydweiller, A., Über Selbstinduktions- und Permeabilitätsvergleichen 4.

van't Hoff, J. H., Einfluß der Änderung der spezifischen Wärmen auf die Umwandlungsarbeit 233.

Hofmann, R., vgl. Exner.

Houllevigue, L., Etude des lames minces de cuivre obtenues par ionoplastie 62.

# J.

Jäger, G., Über die Verteilung einer nicht dissoziierenden Substanz zwischen zwei Lösungsmitteln 813.

Jahnke, E., Eine einfache Anwendung der Vektorrechnung auf die Theorie der veränderlichen Ströme 487.

Jones, H. C., The Effect of One Associated Solvent on the Association of Another Associated Solvent 105.

# K.

Kayser, H., Zur Temperaturbestimmung strahlender Gase 38.

Kiebitz, F., vgl. Behn.

Killing, W., Der Bau einer besonderen Klasse von Transformationsgruppen 715.

Knott, C. G., Magnetization and resistance in Nickel at high temperature 333.

Kobald, E., Über die allgemeinen Differentialgleichungen der Kri-

stalloptik nach der elektromagnetischen Theorie des Lichtes 422.

König, W., Einige Bemerkungen über die Beziehung zwischen künstlicher Doppelbrechung und Elastizität 832.

Kohl, E., Über die elektromagnetischen Feldgleichungen innerhalb bewegter elektrischer Massen 678.

Korn, A. u. Strauss, E., Über eine Beziehung zwischen dem Lösungsdruck und der Ionisationswärme der Metalle 277.

Kossonogoff, J., Über mögliche Größe der optischen Resonatoren 882.

Kostersitz, K., vgl. Haschek.

Kuenen, J. P., Zur Theorie der Destillation von Gemischen 483.

# L.

van Laar, J. J., Über die spezifische Wärme in flüssigem Zustande bei niedrigen Temperaturen 316.

Lampa, A., Aus der Statistik der Prüfungsstelle für Normalstimmgabeln in Wien 146.

Lampe, E., Der schiefe Wurf im luftleeren Raume als Zentralbewegung 215.

Larmor, J., On the Intensity of Natural Radiation from Moving Bodies and its Mechanical Reaction 590.

Le Blanc, M. u. Levi, M. G., Über die Passivität des Nickels 183.

Lecher, E., Ein elektrischer Aberrationsversuch 739.

Lehmann, O., Das Vakuum als Isolator 287.

Levi, M. G., vgl. Le Blanc.

Lorentz, H. A., Bemerkungen zum Virialtheorem 721.

**M.**

Mach, E., Objektive Darstellung der Interferenz des polarisierten Lichtes 441.

Mache, H., Zur Definition der spezifischen Ionengeschwindigkeit 137.

Margules, M., Über die Beziehungen zwischen Barometerschwankungen und Kontinuitätsgleichung 585.

Mathias, E., Sur la loi de distribution régulière de la composante nord du magnétisme terrestre, en France au 1<sup>er</sup> janvier 1896 817.

Matthiessen, L., Gibt es unendlich große Geschwindigkeiten? 141.

Melander, G., Über Verdichtung der Gase an der Wand der Gefäße 739.

Merritt, E. u. Nichols, E. L., The Influence of Low Temperatures upon Certain Color Indicators 890.

Meyer, St., Über Magnetisierung durch Tonerregung 68.

Meyer, W. Fr., Zur Theorie der Lagrangeschen Bewegungsgleichungen 886.

Mie, G., Über eine Methode, das spezifische Gewicht sehr verdünnter Lösungen zu bestimmen 326.

Moser, J., Wie ist positive Elektrizität mit negativem Potential und negative Elektrizität mit positivem Potential leicht dar- und vorzustellen? 745.

**N.**

Nagaoka, H., Mechanische Analogien zwischen Torsion und Magnetismus 916.

Neesen, F., Über die Frage der gegenseitigen Einwirkung von Kathodenstrahlen 742.

Nernst, W., Chemisches Gleichgewicht und Temperaturgefälle 904.

Neumann, C., Über die sogenannte absolute Bewegung 252.

Nichols, E. L., vgl. Merritt.

**O.**

von Obermayer, A., Über sogenannte Heiligenscheine u. andere gleichen Ursachen entspringende Erscheinungen 299.

**P.**

Pellat, H., Du rôle de corpuscules dans la formation du faisceau anodique des tubes à gaz raréfiés 150.

Pfaundler, L., Apparate zur Versinnlichung der kinetischen Wärmetheorie 71.

Planck, M., Über die mechanische Bedeutung der Temperatur und der Entropie 113.

Polis, P., Zur Hydrographie von Ahr, Erft und Roer, ein Beitrag zur Aufschließung der Wasser- verhältnisse der nördlichen Eifel 766.

**R.**

Reinganum, M., Über den von Wirkungssphären freien Raum in einer Flüssigkeit und über das Gesetz der relativen Dampfdruckerniedrigung 876.

Richarz, F., Theorie verdünnter Lösungen ohne Benutzung des osmotischen Druckes 706.

Riecke, E., Elektrische Strömung in einem ionisierten Luftraume, der von zwei konzentrischen Zylinderflächen begrenzt ist 168.

Righi, A., Sul moto dei ioni nel campo elettrico 780.

Runge, C., Die thermodynamischen Beziehungen 260.

## S.

Sagnac, G., Lois de la propagation anormale des ondes au voisinage d'un foyer 528.

Schiller, N., Einige Bedenken betreffend die Theorie der Entropievermehrung durch Diffusion der Gase beieinander gleichen Anfangsspannungen der letzteren 350.

Schlötz, O. E., Über die Abhängigkeit des osmotisch. Druckes und der Dampfspannung von dem Druck 618.

Schuster, A., The Propagation of Waves through dispersive media 569.

Siertsema, L. H., Magnetische Drehung der Polarisationssebene in verflüssigten Gasen unter atmosphärischem Drucke. Messungen mit Stickoxydul 780.

v. Smoluchowski, M., Über Unregelmäßigkeiten in der Verteilung von Gasmolekülen und deren Einfluß auf Entropie und Zustandsgleichung 626.

Sommerfeld, A., Eine besondere anschauliche Ableitung des Gauss'schen Fehlersgesetzes 846.

Starke, J., Elektrischer Massentransport in Gasen, Druckerhöhung an der Kathode 399.

Starke, H., Über den Potentialverlauf bei der unselbständigen Elektrizitätsleitung durch Gase

für den Fall des Sättigungstromes 667.

v. Sterneek, R., Beweis eines in der Akustik verwendbaren arithmetischen Satzes 687.

Strauss, E., vgl. Korn.

Streintz, F., Die spezifische Wärme einiger Schwefelmetalle in ihrer Beziehung zum elektrischen Leitvermögen 196.

Sutherland, W., The Principle of Dynamical Similarity in Molecular Physics 373.

## T.

Traube, J., Über den Raum der Atome und Moleküle 430.

Trevor, J. E., The Expansion-Work of a Dissociating gas 493.

## W.

van der Waals, J. D., De verandering van de grootheid  $b$  der toestandsvergelijking als quasi-verkleining van het molekuul 305.

Wachsmuth, R., Akustische Bestimmung der Dichte von Gasen und Dämpfen 923.

Walker, G. W., On some Problems in the Distribution of a Gas 242.

Walter, B., Photographische Abbildungen elektrischer Schwingungen 647.

Wassmuth, A., Über die Bestimmung der thermischen Änderungen der Elastizitätskonstanten isotroper Körper aus den Temperaturänderungen bei der Drilung und der gleichförmigen Biegung 555.

Webster, A. G., On the Mechanical Efficiency of the Production of Sound 866.

Wegscheider, R., Über die Größe der Kristallmoleküle 367.

Wehnelt, A., Über eine Röntgenröhre mit veränderlichem Härtegrad und über einen neuen Härtemesser 160.

Weinmayr, F., vgl. Bredig.

Weinstein, B., Entropie u. innere Reibung 510.

Wiedemann, E., Über Verbindungsspektren 826.

Wien, W., Theorie eines bewegten leuchtenden Punktes 174.

# Z.

Zindler, K., Über die liniengeometrische Darstellung der Trägheitsmomente eines starren Körpers 84.





# Gesucht

für das

physikalische Institut der Universität Königsberg  
zum sofortigen Eintritt  
ein promovierter Physiker.

Bewerbungen mit Lebenslauf, Studiengang und Zeugnisabschriften sind  
zu richten an das Direktorat des physikalischen Institutes.

## Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

Vorteilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Konstante  
elektromotorische  
Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hocher Nutzeffekt.

Alleiniger Fabrikant: Julius Plüsch, Berlin O., Andrastr. 72/73.



Keine Dämpfe  
kein Geruch.

Keine Polarisation, da-  
her keine Erschöpfung.

Corrosionsströmungen  
ausgeschlossen.

## Saiten-Galvanometer

nach Prof. Einthoven.

Physikalisch-mechanisches Institut

7000

Prof. Dr. M. Th. Edelmann, München.

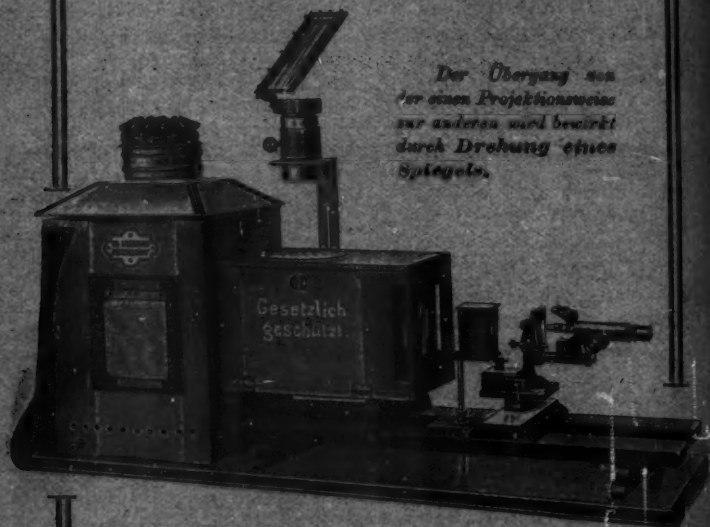
Illustrierte Preisliste über physikal. Präzisionsinstrumente  
gratis und franko.



# Universal-Projektions-Apparat

## Ed. Liesegang, Düsseldorf.

Eingerichtet für die Projektion von Glasdiapositiven, Experimenten (horizontal und vertikal), undurchsichtigen Gegenständen (episkopische Projektion), mikroskopische Projektion, ferner für Versuche mit parallelen Lichtstrahlenbündel.



*Der Übergang von  
einer Projektionsweise  
zur anderen wird bewirkt  
durch Drehung eines  
Spiegels.*

Unser

### Universal-Projektions-Apparat

ermöglicht es, horizontal und vertikal angeordnete Experimente, Abbildungen aus Büchern, Glasdiapositive, undurchsichtige Gegenstände in beliebiger Reihenfolge an projizieren, ohne Pause zwischen den einzelnen Darstellungen.

Näheres finden Sie in Liste Nr. 86.

**ED. LIESEGANG,** == Werkstätten ==  
Düsseldorf a. Rh., für  
Projektions-Apparate.  
Vollmerswertherstrasse.      Gegründet 1854.

# Leppin & Masche

Berlin SO.

Engelshof 17.

Fabrik wissenschaftlicher Instrumente.



## Neu!

Käse- und alkalibeständiges Imprägnieren  
von Experimentierflaschen, Praktikanten-  
flaschen usw.

Große Projektionsanlage, Näheres siehe  
„Berichte“ III. No. 3 und 4.

Athen 1904: Höchste Auszeichnung  
„Goldene Medaille“

Weltausstellung St. Louis 1904: Höchste Auszeichnung „Grand Prix“.

# RICHARD MÜLLER-URI, Braunschweig,

neben der Techn. Hochschule.

Neueste glasoptische Constructionen, Quecksilber-Bogenlampen, Quecksilberlicht-Röhren, Lichtelektrische Apparate, Thermometer für flüssige Luft, Elektroskope, Braun'sche Röhren, Stromdemonstrationsapparat D. R. G. M., Wärmestellungsapparat D. R. G. M., Original-Vacuumscale etc. etc.

Gegründet 1876. **J. Wanschaff Sohn** Gegründet 1876.

Wissenschaftliche Instrumente.

Berlin S.O., Elisabeth-Ufer 1.

Insondere: Sämliche Instrumente, welche genauerer Kreis- und Längentheilungen bedürfen, als:

Refraktoren (Schweden). Meridian-Kreise (Eidgen. Sternwarte, Zürich). Passage-Instrumente, Univ.-Instrumente, Mikr. Theodolite für Triangulationen etc. (Kgl. Preuss. Landesaufnahme, Reg. v. Dänemark, Niederland, Belgien, Russland, Schweden, Amerika). Spiegelprismen-Kreise, Exsentrizitätsfreie Sextanten (Kaiserl. Deutsche, Kaiserl. Russ. Marine etc.). Spektrometer erster Ordnung (Phys.-Techn. Reichsanstalt, mehrere Priv.). Goniometer, Photometer (Kgl. Geod. Institut Potsdam). Zenithteleskope (Kgl. Geod. Institut, Intern. Erdmessung, Potsdam. Sternwarte in: Italien, Japan, Niederland, Russland, Amerika). Magnetische Theodolite u. Registrier-Apparate jeder Art (Magnet. Observat. Potsdam, viele Bergwerks-Observat.). Längentheilmaschinen u. a. m.

— Ausrüstungen für Expeditionen. —

Illustrierte Kataloge in Deutsch, Englisch, Französisch gratis und franko.

Neukonstruktionen jeder Art.

Paris 1900: Grösster Preis.  
Goldene Medaille: Melbourne, Chicago.

Genauigkeit der Kreisheilungen: 0,3—0,4 Sek. (mittlerer Teilungswinkel)

Instrumente für die Tropen (ohne Stahl)

# Ehrhardt & Metzger Nachf. (Inhaber: K. Friedrichs.)

## — Darmstadt. —

Fabrik und Lager chemischer, elektrochemischer und physikalischer Apparate und Gerätschaften.

Komplette Einrichtungen chemischer und physikalischer Laboratorien. Mikroskopische Utensilien. Sterilisierungsapparate. Brutschränke. Resistenzglas. Weber'sches Glas. Jenaer und Böhmisches Glaswaren.

**Spezialapparate für Elektrochemie und Physik.**

**Mechanische Werkstätten. Tischlerei.**

Chemikalien erster Firmen zu Originalpreisen.

Vielfache Auszeichnungen. — Export nach allen Weltteilen.

## Otto Wolff, Werkstatt für elektrische Messinstrumente.

Berlin W., Carlshad 15.

Spezialität seit 1890:

**Präzisions-Widerstände a. Mangans**

nach der Methode  
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vergl. Zeitschrift für Instrumentenkunde,  
Juli 1899, Januar 1900, Nov.-Dezember 1906.)

Normal-Widerstände von 0,001 — 10000 Ohm.  
— Abwäg.-Widerstände von 1 — 0,00001 Ohm mit  
Petroleum- oder Luftkühlung, für Strommes-  
sung bis 500 Amp. — Chemische, Widerstand-  
schalt., Aräometer, Tensometer, Feuchtigkeitsmesser für alle  
Messbereiche, mit Stoppel- oder Karbelschäl-  
ung, in jeder gewünschten Ausführung. —  
Temperaturapparate für genaue Spannungs-  
messung in 4 Modellen. — Normal-Element,  
beglaubigt von der Physik.-Techn. Reichs-  
anstalt. — Säure-Widerstände auf Wunsch  
als Präzisionswiderstände beglaubigt. — Ver-  
kaufslager von Mangankohlent und Blech  
von der Fabrikhütte in Dillenberg.

— Illustrierte Preisliste. —



## W. APEL, Universitäts-Mechaniker, Inh. Dr. W. APEL.

Neuchâtelgründung 1893. Göttingen. Neuchâtelgründung 1906.

Chemische und physikalische Apparate.

Spezialität:

**Rauchgasapparate, Calorimeter** zur Bestimmung des Brennwertes der verschiedenen Brennstoffe und von Gasen, nach Ferd. Fischer.

**Thermometer** nach Ferd. Fischer. (Taschenbuch für Feuerungstechniker.)

**Apparat z. Bestimmung d. Dielektrizitätsconstanten** nach Nernst. (Zeitschr. f. physik. Chem. XIV, 4.)

**Totalreflectometer** nach Kohlrausch.

**Demonstrationsapparate** a. Behrendsen und Grimschl.

**Krystallmodelle** aus Holz und Glasfaser nach Klein, Naumann und Rose.

**Milchprüfungsbestecke** nach Tollens.

# !! Selen-Zellen und -Apparate !!

für  
Telephonie ohne Draht

sowie sämtliche elektrophysikalische Demonstrations-Apparate liefern

**CLAUSEN & v. BRONK,** Berlin SO. 26,  
Reichenbergerstr. 36.

Man verlange gratis und franco illustr. Preisliste.

Fabrik- Marke.



**Emil Gundelach,**

Gehlberg in Thüringen.

Glasgeräte und Apparate

für

wissenschaftlichen und technischen Gebrauch.

Welt-  
ausstellung  
St. Louis  
höchste  
Auszeichnung  
Grand Prix.

= Glasröhren. =

**Elektrische  
Vakuum-Röhren**

nach Geißler, Crookes,  
Puluj, Toots, Moore usw.



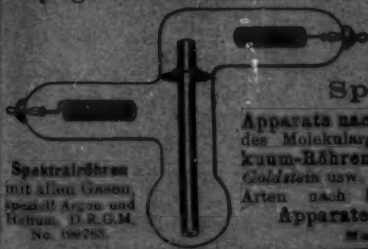
**Röntgen-Röhren.**

(Bis jetzt über 48000 Röntgen-Röhren geliefert.)

Die Firma besteht seit 1853.

**Leipziger Glasinstrumentenfabrik F. O. R. GOETZE,**

Leipzig, Härtelstr. 4.



**Spektralröhren**  
mit allen Gasen,  
speziell Argon und  
Nethum. D.R.G.M.  
No. 198263.

**Spezialitäten:**

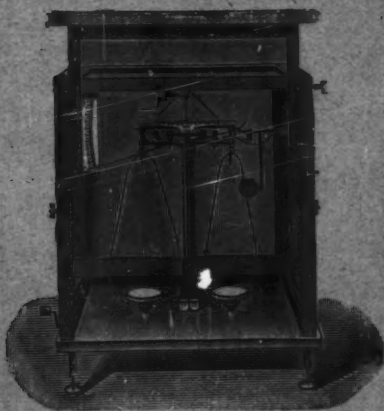
Apparate nach Beckmann zur Bestimmung  
des Molekulargewichtes. Elektrische Va-  
kuum-Röhren nach Geissler, Puluj, Crookes,  
Goldstein usw. Normal-Thermometer aller  
Arten nach Bestellung. Glastechnische  
Apparate nach Skizze und Angabe.

Man verlange Listen!

# PAUL BUNGE

HAMBURG, Ottostrasse 13.

Nur erste Preise auf sämtlichen beschickten Ausstellungen.  
Bruxelles 1897 — Diplôme d'honneur und Extra-Ehrenpreis von  
Fr. 500.—, Weltausstellung Paris 1900 — Grand Prix.



**Mechanisches Institut**

gegründet 1866.

Specialität:

**Physikalische und analytische  
Waagen**

in garantirt vorzüglicher Aus-  
führung und allen Preislagen.

**Schneidnachwiegende  
Waagen für Chemiker.**



*Preislisten kostenlos.*

## Keiser & Schmidt

Berlin N., Johannisstr. 20.

Neues hochempfindliches Spiegelgalvanometer,  
Präzisionswiderstände, Messbrücken, Kompen-  
sationsapparate,

Präzisions-Ampère- und Voltmeter, D.B.P.,  
Funkeninduktoren, Kondensatoren, Spiegel-  
galvanometer,

Thermosäulen nach Prof. Dr. Rubens,

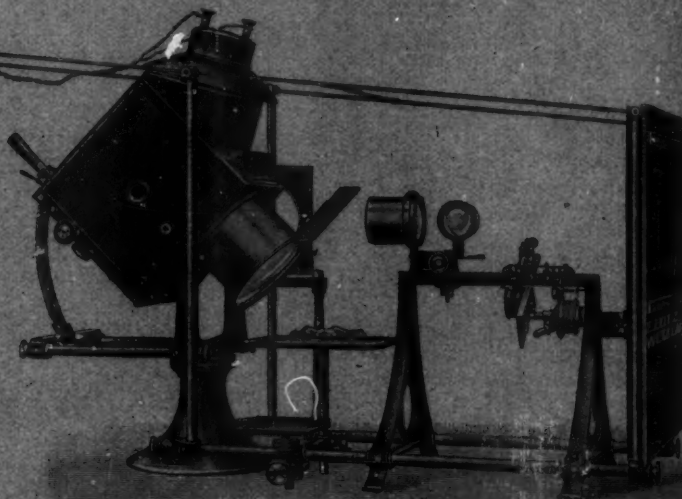
Pyrometer für Temperaturen bis 600, 1600 bzw.  
4000° C.,

Galvanometer für Kaltmessungen,  
Trockenelemente.

---

# E. LEITZ

Optische Werkstätte  
Wetzlar.



## == Mikroskope ==

Über 75000 Leitz-Mikroskope im Gebrauch.

Mikrotome, Mikrophotogr.  
und Projektions-Apparate.

Zweiggeschäfte:

Berlin NW., Luisenstr. 45. Frankfurt a. M., Kaiserstr. 64.

St. Petersburg, Woskressenski 11.

New York, 80 East 18<sup>th</sup> Str. Chicago, 32—38 Clark Str.

Vertretung für München: Dr. A. Schwalm, Sonnenstr. 10.



Elektrizitäts-Gesellschaft Gebr. Ruhstrat, Göttingen,

liefert als Spezialität:  
Laboratoriumwiderstände  
und Meßapparate



Man verlange Preis-Liste.  
Experimentierschalttafeln,  
Projektionslampenwiderstände.

## Physikalische Apparate.

Projektionsapparate. Modelle jeder Art.  
Röntgen-Apparate.

■ Neu! ■



Differential- und Doppel-Thermoskop und sechsfaches Manometer nach Kolbe.

Spinthariskop nach Crookes. Prospekt zu Diensten.

Apparat für elektrische Drahtwellen nach Coolidge-Blondlot.

Universal-Instrumentarium nach Seibt-Ernecke für Resonanz elektr. Schwingungen, elektr. Wellen in Spulen, Teel-Veruche, Abstimmung in der Marconi-Telegraphie.

Neue Preisliste, über  
4000 Nummern und 1600 Abbildungen enthaltend,  
erschienen.

**Ferdinand Ernecke,**

Hoflieferant Seiner Majestät des Kaisers

Königgrätzerstr. 112, Berlin S.W., Königgrätzerstr. 112

— Begründet 1866. —

## Dr. Schleussner's Trockenplatten

erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

**Spezialitäten:** Momentplatten für Astronomische und Röntgen-aufnahmen, für Aufnahmen fliegender Geschosse, Microphotographie und Spectralphotographie. — Orthochromatische Platten, Abziehplatten für Lichtdruck, Celluloidfolien. — Rollfilme für Tageslicht-camera's.

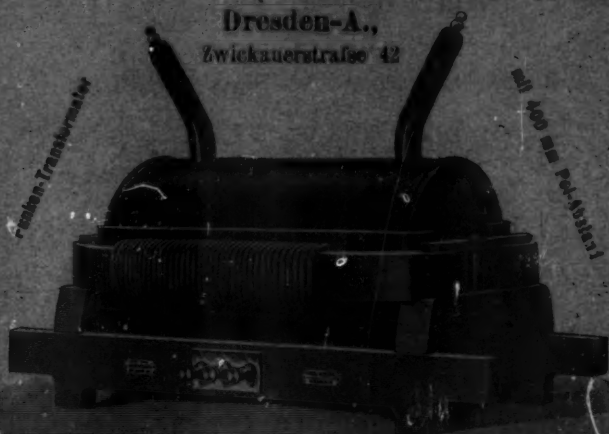
**Trockenplattenfabrik a. Actien**

**Dr. C. Schleussner, Aktiengesellschaft in Frankfurt a. M.**

**Koch & Sterzel, Fabrik elektrischer Apparate**

**Dresden-A.,**

**Zwickauerstrasse 42**



## Resonanz-Transformatoren (Funken-Transformatoren)

(s. Annalen IV. Folge, Band 24)

Laboratoriums-Transformatoren m. vielfach. Spannungunterteilung, alle Nieder- u. Hochspannungen bis 200 000 Volt. Hochspannungs-Gleichrichter, Funkeninductoren bis 100 cm Schlagweite, komplette Röntgen-Rückstrahlen, Hochstrom-Gleichrichter-Systeme Licht.

**Doppelwandige Glasgefässe**

**Pentanthermometer bis -- 200° C.**

zur flüssigen Luft,

einfache und automatische Quecksilberluftpumpen, Röntgenröhren mit und ohne Vakuumregulierung, ff. Glasschiffe und -Hähne, Marconiröhren etc. empfohlen

**R. BURGER & CO., Berlin N. 4, Chausseestr. 2 E.**

## Präcisions-Uhr- und Lauwerke,

sowie Räder, Triebe, Zeitgewellen, schräge Triebe und Zahnstangen

fertigt als Specialität

**OTTO LINDIG, Glashütte, Sa.**



## Günther & Tegetmeyer, Braunschweig.

Werkstatt für wissenschaftliche und technische Präzisions-Instrumente.

Weltausstellung St. Louis 1904 Goldene Medaille.

Transportable Apparate zur Beobachtung der atmosphärischen Elektrizität nach Harnes. Elektroskope mit innerer Isolation aus Bernstein, Natriumtrocknung und Einrichtung zum parallelensfreien Ablesen (D.R.G.M.). Apparate zur Messung der Elektrizitätszerstörung in der Luft. Zambonische Stößen. Hochspannungs-Trochenschalen (D.R.G.M.). Instrumentarien zur Bestimmung der Radioaktivität von Luft- und Bodenproben. Quadrantenelktrometer, Aktinometer (Neukonstruktion). Wasserstrahl-duplikatoren nach Elster und Geitel. Hochspannungselektroskope (Braunsches Prinzip) mit innerer Isolation und Natriumtrocknung nach Elster und Geitel. Transportable Elektronen-Aspirationapparate nach Ebert nebst Zusatzkondensatoren zur Bestimmung der Ioneneschwindigkeiten und des elektrischen Leitvermögens der Luft nach der Methode Mache. Kondensatoren nach Harnes zur Bestimmung der Kapazitäten von Elektromotoren.



## Julius Peters, Berlin NW. 21, Thurmstr. 4. Polarisations-Apparate

in allen Konstruktionen für wissenschaftl. u. technischen Bedarf.

Neu!

Neu!

## Calorimeter

nach Berthelot-Mahler,  
verbessert nach Dr. Kroecker  
(gesamlich geschützt).



## Alt, Eberhardt & Jäger,

Ilmenau in Thür.

Eigene Hohlglashütte, Lampenbläsereien, Glasschleiferel, Holzwarenfabrik, mechanische Werkstatt, Schriftmalerei und Emaillierenstalt.

Fabrikieren:

Glasapparate, -instrumente und -Utensilien für wissenschaftl. Gebrauch in jeder Ausführung.



Einrichtungen von Laboratorien für Lehr-

anstalten, Universitäten und Fabriken.

Elektrolytische Apparate für Demon-

stration und praktischen Gebrauch.

Elektrische Röhren jeder Art und allen

Autoren und nach besonderen Angaben.

Standgefäße für Museen.

Dewargefäße.

Apparate für Pflanzenphysiologie.

Chem. tief- und hochgradige Thermometer

von  $-200^{\circ}$  oder bis  $+550^{\circ}$  C., prima fezt-

gekühlt, aus widerstandsfähigem, weiß-

belegtem Glase, gut ablesbar.

Glasgefäße aus Spitzgelglas für mikro-

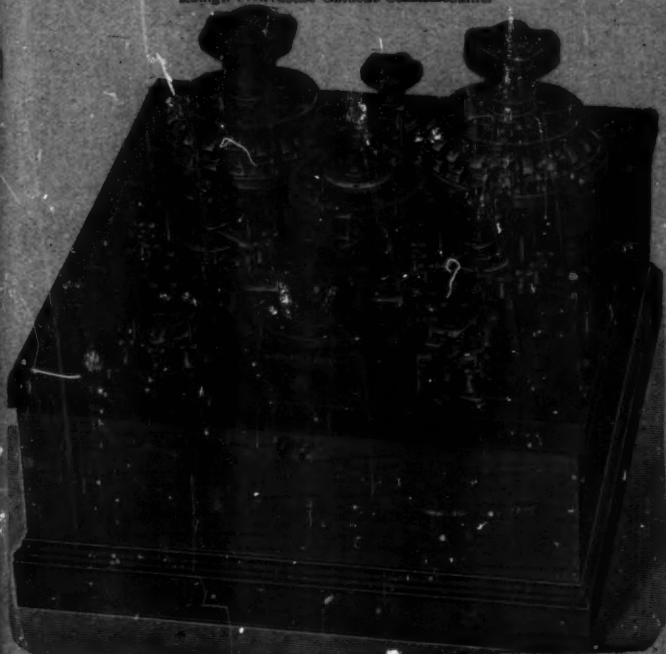
skopischen, spektroskopischen und speziellen Gebrauch,

widerstandsfähig gegen Wasser, Alkohol und Säuren.

Selbsthülfe in der Fertigung. \* \* \* Nachprüfung in eigenen Laboratorien.

# Hartmann & Braun, A.-G., Frankfurt a. M.

Elektrische und magnetische Messinstrumente und Hilfsapparate.  
Königl. Preussische Goldene Staatsmedaille.



Kompensationsapparat mit Kurbelschaltung.  
Kataloge auf Verlangen zur Verfügung.

*Bitte verlangen gratis und franko das*

## **Selen-Zellen und Apparate,** System Ruhmer,

Ruhmer's Physikalischem Laboratorium. Berlin S.W. 48.

D.R.P. 136094, 142871, 146262, 147118, 149853.  
D.R.G.M. 161084, 169259, 195160, 201140.

Für die Leistung der Selen-Zellen, System Ruhmer, ist wohl die Tatsache am beachtendsten, daß es mit Hilfe derselben gelang, eine photophotische Übertragung über eine Entfernung von 75 km herbeizuführen, ein bisher mittelst Selen anderer Systeme noch nicht erreichtes Resultat.

**Ein neuer Erfolg!** Herr Prof. Dr. A. Korn-München benutzte für seine neuesten erfolgreichen elektrischen fernphotographischen Versuche über 300 km, unter Mitbenutzung der Leitung München-Nürnberg-München Selenzellen System Ruhmer, ein weiterer schlagender Beweis für deren unübertroffene Güte.



# MEISER & MERTIG,

Dresden-N. e.

Werkstätten  
für Präzisionsmechanik.

Physikalische Apparate

aller Art

in praktischer, solider und eleganter  
Ausführung.

Funkeninduktoren.

Hochspannungsapparate.

Apparate für drahtlose Tele-  
graphie.

Röntgenapparate.

Chemische Geräte.

Viele Empfehlungen und Anerkennungen.

Neue Preisliste kostenlos.

## STRASSER & RÖHDE,

Glashütte i. S.

Werkstätten f. Präzisionsuhrmacherei  
und Feinmechanik. Gegründet 1875.

Weltausstellung Paris 1900 Goldene Medaille.

Deutsche Weltausstellung Dresden 1901 1. Preis.

Spezialität: Präzisionspendeluhr.



Anfertigung von Uhrwerken u. Apparaten  
für wissenschaftliche und technische Zwecke.  
Mikrometerast  $\frac{1}{100}$  -  $\frac{1}{1000}$  mm direkt. Ables.

## Max Stuhl, Berlin.

Glastechnische Werkstatt

jetzt

130 Friedrichstrasse 130

(früher Philippstr. 22).



Grand Prix

Paris 1900

St. Louis 1904

Illustrirte Preislisten gratis.

## Präzisions- Reisszeuge

Astronomische Uhren,

Compensationspendel

Clemens Riefler

Fabrik mathem. Instrumente

Hesselswang u. München.

Gegründet 1841.



# SIEMENS & HALSKE A.-G.

Berliner Werk

Berlin SW., Markgrafenstrasse 94.



Präzisions-Wattmeter, -Voltmeter und -Ampèremeter  
für Wechselstrom. Maßeinrichtungen zur Bestimmung  
der Induktionskonstanten und des Energieverlustes  
von Wechselstromapparaten. Präzisionsnormale der  
Selbstinduktion. Zeiger-, Spiegel- und Panzergalvano-  
meter. Meßbrücken, Kompensationsapparate, Zweig-  
widerstände, Dekadenwiderstände, Kondensatoren.

## F. Sartorius, Göttingen.

Mechanische Werkstätten zu Göttingen und Rauschenwasser.

### Waagen und Gewichte

für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

== Specialität: ==

### Analysenwaagen

nur eigener bewährtester Construction.

Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.



### Sartorius' neuer Wärmekasten

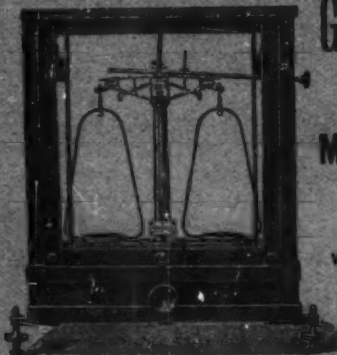
zum Erhitzen von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung, mit vielfach prämiirter Wärme-regulirung.

Patentirt in Deutschland, England, Belgien, Oesterreich-Ungarn etc.

Auf allen beschickten Anstellungen prämiirt, zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplom d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

Kataloge in 3 Sprachen gratis und franco.

— Vertreter in allen Ländern. —



## GEORG WESTPHAL,

Celle (Hannover).

### Mechanisches Institut

(gegründet 1860).

Waagen und Gewichte für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke

in vorzüglicher Ausführung und allen Preislagen.

C. M. J. Bodien, Hamburg N. 200.

Specialität: Elektrische Glühlampen

u. M. von Zerkow

Gessler-Röhren, Crookes' Apparate

Glasinstrumente, etc.

# A. Haak, Jena.

Glastechnische Werkstätten.

## Thermometer

für

Wissenschaft und Technik,

von  $-200$  bis  $+575^{\circ}$ .

## Barometer

mit constantem Nullpunkt,

*eigene Construction.*

Elektrische Apparate u. Röhren

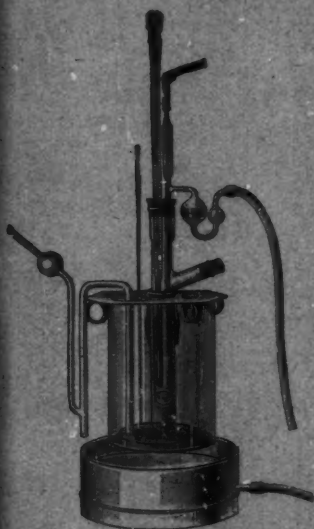
nach

Geissler, Crookes, Hittorff, Röntgen,

Paluj, Hertz, Lenard.

## Volumetrische Messinstrumente.

*Illustrirte Preislisten zu Diensten.*



## J. Robert Voss,

Mechaniker,

Berlin N.O. 18, Palladenstr. 20.

Specialität:

## Influenz-Elektrisir- Maschinen

aller Systeme

(auch die dazu gehörigen Nebengeräthe)  
und

Metall-Spiral-Hygrometer  
in allen Ausführungen.





## Induktorien

*mit Präzisions-Spiralstafelwicklung Pat. Klingelfuss  
von bisher unerreichter Leistungsfähigkeit und Haltbarkeit.*

*Auf wissenschaftlicher Basis konstruiert.*

*Für physikalische Arbeiten, Röntgenapparate, Hers'sche Schwingungen,  
drahtlose Telegraphie, Teslaströme und zum Laden von Condensatoren.*

*— auch bei Dauerbetrieb —*

*gleich hervorragend. Reich illustrierte Preisliste zu Diensten.  
Fabrikanten: Fr. Klingelfuss & Co. Basel (Schweiz).*



## DIE UMSCHAU

BERICHTET ÜBER DIE FORTSCHRITTE  
HAUPTSÄCHLICH DER WISSENSCHAFT  
UND TECHNIK, IN ZWEITER LINIE DER  
LITERATUR UND KUNST.

Jährlich 52 Nummern. Illustriert.

»Die Umschau« zählt nur die hervorragenden  
Fachmänner zu ihren Mitarbeitern.

Prospekt gratis durch jede Buchhandlung, sowie den Verlag  
H. Beckhold, Frankfurt a. M., Neue Kräme 19/21.

## Wegelin & Hübner, A.-G., Halle (Saale)

Maschinenfabrik und Eisengießerei

liefern in vorzüglichster Ausführung:

### Gestelle für den Halbring-Elektromagnet

nach Dubois, konstruiert von Professor Dr. Bern in Halle,



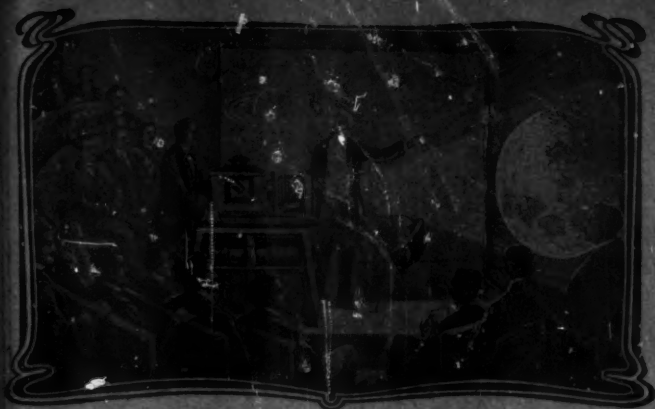
auf fahrbarem Eichenholztisch.

Ermöglichen feine Einstellung  
horizontal u. vertikal, sowie Drehung  
des Magneten um eine Vertikalschse.

Weiter: Filterpressen, Extraktions-  
Apparate, hydraulische Pressen und  
Eismaschinen für Laboratorien.

Besonders zweckmäßig für magneto-  
metrische Beobachtungen.

Offerten auf gef. Anfrage.



## **Unger & Hoffmann, Aktien-Gesellschaft.**

Gegründet 1878 DRESDEN - A. 16 Gegründet 1878

### **Projektionsapparate**

*für wissenschaftliche Zwecke, für Schulen, Lehranstalten, öffentl. Vorlesungen.*

**Sämtl. Gebrauchsartikel für Projektion.**

**Alle Lichtquellen. Latendiaspositive in reichster Auswahl.**

*Preislisten und fachmännische Auskunft jederzeit zu Diensten.*

**Reserviert**

*für die Firma*

**Paul Gebhardt Söhne**

**Berlin NW.**



# HANS BOAS BERLIN O.

Elektrotechnische Fabrik

Krautstraße 52

Quecksilber-  
strahl-

Unter-  
brecher

*Neueste  
vollkommenste  
Bauart*

*Neueste  
vollkommenste  
Bauart*



## E. DUCRETET

PARIS — 75, rue Claude-Bernard — PARIS.

Grands-Prix { Paris 1889 — Anvers 1894  
Expositions Universelles { Bruxelles 1897 — Paris 1900

**Cabinets de physique complets.**

Appareils de Mesures électriques.

Télégraphie sans fil Popoff-Ducretet garantie pour les grandes distances. Téléphone haut-parleur R. Galliard, type 1905, R. G. et E. D. Matériels complets Rayons X Röntgen, et courants de haute fréquence.

Photodesolites de M. le Colonel Lammont.

Fils primaire de Dr. A. Vincent.



## Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Die nachstehend angezeigten zwei Vorträge wurden in den Allgemeinen Sitzungen der Naturforscher-Versammlung (Sept. 1904) in Breslau gehalten und haben weit über den Rahmen der Versammlung hinaus Beachtung gefunden:

**Die deutsche Südpolarexpedition, ihre Aufgaben, Arbeiten und Erfolge.** Von Dr. med. Gazert, Arzt der Expedition (Berlin). [81 Seiten.] 1904. kart. M. 1.—

Berliner klinische Wochenschrift: Herr Gazert gab einen kurzen Reisebericht mit Andeutungen der wichtigsten geographischen und biologischen Ergebnisse . . . der Vortrag wurde dem Wunsche gerecht, nicht bloß die theoretische Seite der Naturerkenntnis, sondern auch die praktische Verwertung unseres Wissens und Könnens an wichtigen Beispielen zu erläutern.

**Zellenmechanik und Zellenleben.** Von Dr. L. Rhambler, Prof. an der Universität Göttingen. [48 Seiten.] 1904. kart. M. 1.—

Berliner klinische Wochenschrift: . . . noch energischer auf den Boden der mechan. Naturauffassung stellte sich Herr Rhambler. Der Verf. sucht, wesentlich durch Analogiebeweise, darzutun, daß das Plasma in allen seinen Bewegungen mechanischen Einflüssen physiologischer oder chemischer Art gehorche. Die von ihm angeführten Versuche sind gewiß äußerst lehrreich und dürften namentlich denen zu denken geben, die heute noch daran denken, die weißen Blutzellen gar nicht als echte Bestandteile des menschlichen Körpers, sondern als tierische Amöben anzusprechen. Das eigentliche Problem des Lebens wird aber, scheint mir, durch diese Dinge so wenig erklärt, wie u. Z. der bekannte Traubesche Versuch das Verständnis für die Bildung der Zelle und ihrer Membran gefordert hat.

Ferner wurde ausgegeben:

**BALFOUR, Ministerpräsident, A. J., Unsere heutige Weltanschauung.** Einige Bemerkungen zur modernen Theorie der Materie. Ein Vortrag, gehalten zu Cambridge am 17. August 1904 in der Plenarversammlung British-Association. Autorisierte Übersetzung von Dr. M. Ernst. [36 Seiten.] 1904. kart. M. 1.—

Mit diesem Vortrag begrüßte der englische Ministerpräsident als diesjähriger Vorsitzender der berühmten „British-Association“ die im August zum Kongreß in Cambridge zusammengetretenen Vertreter der exakten Wissenschaften aller Länder. Die Rede hat weit über Englands Grenzen außerordentliches Aufsehen erregt.

**HOFMANN, Karl, Die radioaktiven Stoffe nach dem neuesten Stande der wissenschaftlichen Erkenntnis.** 2. vermehrte und verbesserte Auflage. [76 Seiten.] 1904. M. 2.—

Elektrische Zeitschrift: Wenn es der Verfasser unternommen hat, durch vorliegendes Werk die Kenntnisse von den radioaktiven Stoffen und ihren Wirkungen auch in den Kreisen zu verbreiten, die diesem Gebiete bisher fern gestanden, so hat er sich damit sicherlich eine sehr verdienstvolle Aufgabe gestellt. Das Werk enthält einen vollständigen Überblick über unser gesamtes Wissen von den Erscheinungen der Radioaktivität und zwar in kurzer, prägnanter Darstellung. Trotz dieser Kürze wird es jedoch auch für diejenigen von Nutzen sein, die sich eingehend über das vorliegende Gebiet unterrichten will, oder der es durch eigene Forschungen weiter auszubauen gedenkt.

**A. E. G.-Funken-Induktoren**  
für jede gewünschte Funkenlänge.

**Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher**  
für Gleichstrom.



**Gleichstrom-Turbinen-Unterbrecher,**  
einfaches Modell.

**Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher**  
für Wechselstrom mit Synchronismus-Anzeiger,  
ermöglicht das Laden von Akkumulatoren aus Wechselstromnetzen.

**Röntgen-Röhren.**

**Allgem. Elektrizitäts-Gesellschaft,**  
**BERLIN.**

# MAX KOHL, Werkstätte für, Chemnitz i. S.

liefert als langjährige Spezialität:

Physikalische und chemische Einrichtungsgegenstände für Schulen, wie z. B. Experimentiertische nach Prof. Dr. Weinhold und Prof. Arendt, Fensterverdunkelungen, Oberlichtverdunkelungen für Elektromotor- und Handbetrieb, Absaugnischen mit Gas- und Wasserleitungsbau, Wandtafelgestelle, Projektionsrollschirm mit oder ohne Elektromotorbetrieb.

Experimentiertisch nach Prof. Dr. Weinhold.



## Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chem. Auditorien in gediegener, zweckmäßiger Ausführung.

Derartige komplette Einrichtungen wurden jetzt u. a. für das I. Chemische Institut der Universität Berlin, Hofmann-Haus Berlin, Laborat. f. angew. Chemie d. Univ. Leipzig,

École d. Mines du Hainaut, Mons (Belg.), Kommerzscheule Riga (Russl.), Technol. Institut Tomsk (Sibirien), höhere Maschinenschule Stettin u. v. a. m. geliefert.

Im Auftrag der Reichs-Regierung habe ich den Hernal der deutschen Unterrichts-Ausstellung St. Louis für das Franz. Zeit.-Mus. hergestellt.

Physikalische und chemische Apparate und Gerätschaften.

— Neu! —

## Öl-Luftpumpen

mit Teleskopkolben, System Kohl, D.R.P. angemeldet.

Die Pumpe verdichtet bis auf 0,0006 mm; sie verspricht beim Betrieb kein Öl, braucht infolgedessen seltener gefüllt zu werden u. d. stellt die vollkommenste aller existierenden ähnlichen Konstruktionen dar!

Man verlange Spezial-Prospekt!

— Neu! —

## Spinthariskopo

mit Fluoreszenzschirm u. einer kleinen Menge Radiumbromid auf beweglichem Zeiger, um d. außerordentlichen radioaktiven Eigenschaften des Radiums zu erzeugen. Preis M. 10.— u. 20.—

## Radiumbromid

von Überwältigender Wirkung; chemisch rein. Preis auf Anfrage.

Ehrendiplom der Ausstellung der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, Düsseldorf 1898. Goldene Medaille Leipzig 1897, Weltausstellung Paris 1900, Aussig 1903, Athen 1904.

Listen mit ausführlichen Kostenanschlägen, Beschreibungen, Referenzen usw. gratis u. franco.

# **E. Leybold's Nachfolger**

**Cöln a. Rh.**

**Spezialfabrik für Einrichtung  
wissenschaftlicher Institute**

liefern

**vollständige Einrichtungen von Hörsälen und  
Laboratorien mit Experimentiertischen,  
Verdunkelungsvorrichtungen, Arbeitstischen,  
Sammelschränken usw.**



**Elektrische Stromanlagen,  
Schalttafeln, Umformer usw., Projektions-  
apparate,  
physikalische Apparate  
für Vorlesungen und Übungen im Praktikum.**

**Illustrierte Preislisten auf Verlangen.**

Alleinige Inseratenaufnahme durch: **Max Geladorf, Leipzig-Gohlis, Wilmstr. 9.**

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

